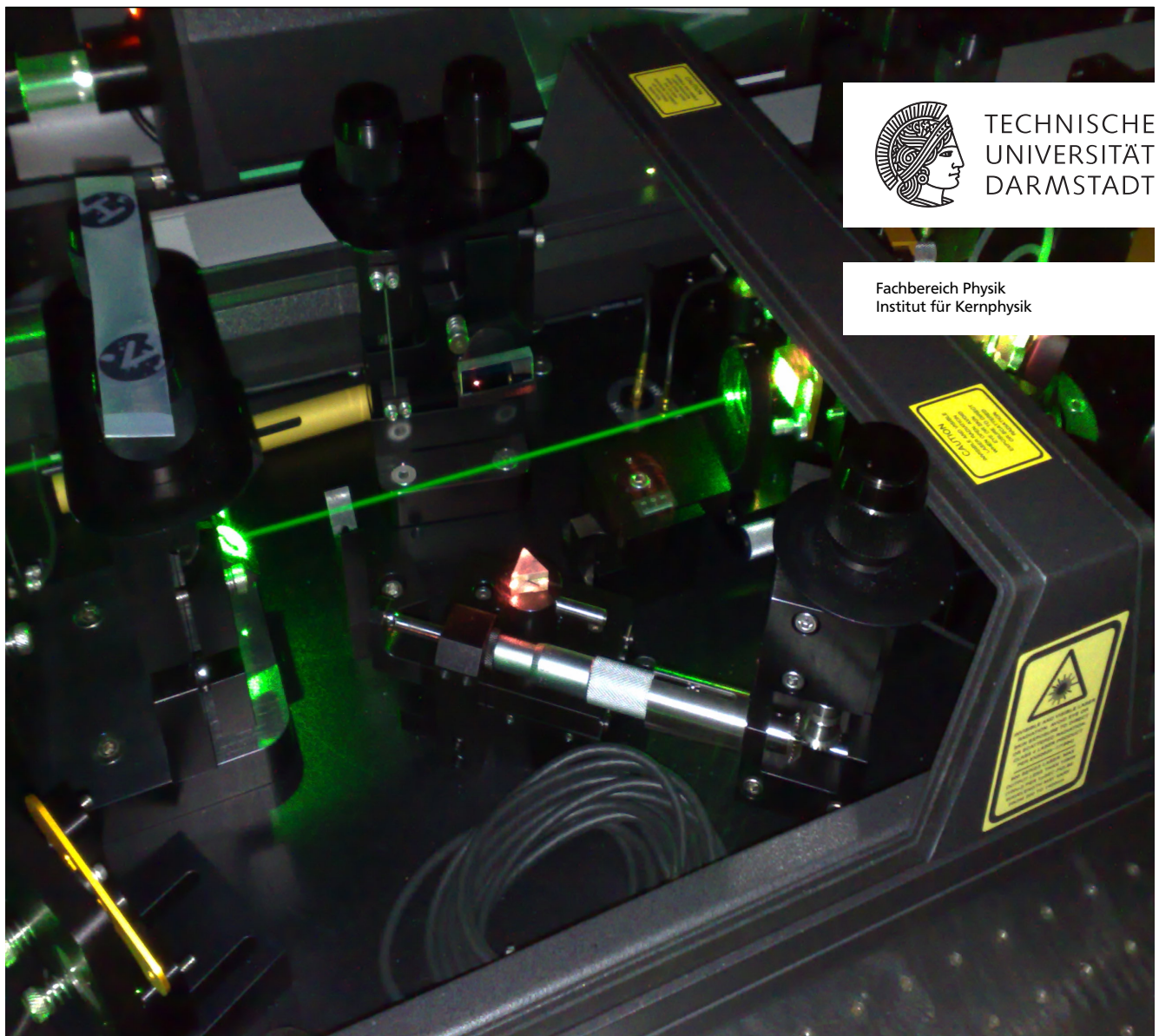

Erzeugung und Untersuchung gepulster polarisierter Elektronenstrahlen am S-DALINAC

Production and investigation of pulsed polarized electron beams at the S-DALINAC

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl. Phys. Markus Wagner aus Limburg a. d. Lahn

August 2013 — Darmstadt — D 17



Gefördert von der DFG im Rahmen des SFB 634

Erzeugung und Untersuchung gepulster polarisierter Elektronenstrahlen am S-DALINAC
Production and investigation of pulsed polarized electron beams at the S-DALINAC

Genehmigte Dissertation von Dipl. Phys. Markus Wagner aus Limburg a. d. Lahn

1. Gutachten: J. Enders
2. Gutachten: M. Roth

Tag der Einreichung: 23.04.2013

Tag der Prüfung: 27.05.2013

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-35851

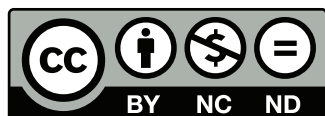
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/3585>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Zusammenfassung

Zur Erzeugung und Untersuchung gepulster polarisierter Elektronenstrahlen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC sind gepulste Lasersysteme mit Bunchlängen < 20 ps nötig, welche spinpolarisierte Elektronen (SPE) mit Hilfe des Photoeffektes aus GaAs-Halbleitern erzeugen. An der Quelle polarisierter Elektronen des S-DALINAC werden zurzeit Laserdioden und ein Titan:Saphir-Lasersystem dafür verwendet. Während das Titan:Saphir-Lasersystem durch Modenkopplung Pulse erzeugt, basiert das Modulieren der Diodenlasersysteme auf der direkten Ankopplung von Hochfrequenz-(HF-)Leistung.. Während mit der 780 nm-Laserdiode nur eine minimale Pulslänge von 50 ps und mit der 415 nm-Laserdiode eine minimale Pulslänge von 20 ps gemessen werden konnte, liefert das Titan:Saphir-Lasersystem Laserpulse von wenigen hundert Femtosekunden.

Die Laserdioden gewährleisten einen zuverlässigen Langzeitbetrieb der Quelle spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC im Dauerstrichbetrieb (continuous wave mode) mit der Fundamentalfrequenz des S-DALINAC von 3 GHz. Das Titan:Saphir-Lasersystem arbeitet bei einer Wiederholfrequenz von 75 MHz (40. Subharmonische der Grundfrequenz) und ist deutlich anfälliger für Störungen durch kleinste Änderungen äußerer Parameter. So findet man zum Beispiel temperaturabhängige Ausfälle des Pulsbetriebs. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Änderung der laserspezifischen Parameter mit Bezug zur Temperatur untersucht und eine Temperaturstabilisierung von besser als $\pm 0,015$ K über den Zeitraum einer Woche erreicht. Mit Hilfe einer weichen Apertur konnte die Stabilität des Modenkoppelns weiter gesteigert werden. Der Einfluss der weichen Apertur wurde simuliert und experimentell nachgewiesen. Pulslängendriffs im Bereich von 200 fs bis 330 fs wurden beobachtet trotz des temperaturstabilisierten Resonators. Allerdings scheint es eine Korrelation zwischen Laserpulslänge und äußerer Raumtemperatur zu geben. Die Korrelationswahrscheinlichkeit hierfür wurde zu 81 %ige bestimmt.

Des Weiteren beschäftigt sich diese Arbeit mit dem Lasertransport von ultrakurzen Laserpulsen über eine Strecke von etwa 40 m. Dazu wurde eine 50 m lange Glasfaser benutzt, deren Einkoppleffizienz bei < 40 % lag. Die hier gemessene Bandbreitenvergrößerung des Titan:Saphir-Lasers konnte auf bis zu 50 nm in Abhängigkeit von der Intensität bestimmt werden. Dabei verlängert sich der optische (260 ± 20) fs lange Laserpuls chromatisch auf (80 ± 6) ps. Durch theoretische Betrachtungen der gemessenen spektralen Verteilungen konnten Rückschlüsse auf den Polarisationsgrad des extrahierten Strahls aus einer Strained-Superlattice-Kathode geschlossen werden. Hierfür wurde ein intensitätsabhängiges Verhalten der mittleren Elektronenpolarisation in Abhängigkeit der Laserleistung und der Mittenwellenlänge λ_0 gefunden. Zur Reduzierung dieser Effekte wurde des Weiteren ein 40 m langer Freistrahls-Transfer aufgebaut. Mit Hilfe eines Piezospiegels und einer entwickelten Regelung konnte eine Positionsgenauigkeit von $< 10 \mu\text{m}$ am Ort der Kathode bei einer Regelfrequenz von 2 Hz über 66 h erreicht werden.

Für die erste Untersuchung der Struktur der erzeugten Elektronenbunche bei niedrigen Elektronenenergien am S-DALINAC wurde das Chopper-System im Injektor des Beschleunigers verwendet. Durch einen zusätzlich installierten schmalen Schlitz konnte die Bunchlänge mit einer Auflösung von $(7,0 \pm 3,5)$ ps charakterisiert werden. Dabei wurde ein Phasenjitter des Elektronenstrahls von 2,2 ps über eine Messzeit von 30 min ermittelt. Durch die Laufzeitunterschiede des Laserstrahls innerhalb des Strahltransfers welcher durch die Strahllagestabilisierung bedingt ist, ergibt sich eine weiterer vernachlässigbarer Jitter mit einem Wert von 1,6 fs. Die Messungen weisen auf die wahrscheinliche Anregung einer zusätzlichen Mode in der Chopperkavität hin, so dass sich die Phasenlage des Laserpulses in Bezug auf die Chopperphase ändert. Dieser Effekt wurde mit der 780 nm-Laserdiode vermessen und auf einen Wert von 30 ps bis 80 ps bestimmt. Der experimentelle Befund konnte durch eine Simulation modelliert und reproduziert werden, so dass aus den Daten eine unverfälschte Bunchlänge von $(50 \pm 0,2)$ ps ermittelt werden konnte.

Die Messungen des longitudinalen (Bunchlänge) und transversalen (Strahldurchmesser) Strahlprofils weisen auf den Einfluss von Raumladungseffekten bereits ab einer Bunchladung von 1 fC hin. Zur Kompensation der Pulsverlängerung über die 50 m lange Glasfaser wurde darüber hinaus ein Pulskompressor aufgebaut. Mit dessen Hilfe konnten Elektronenbunchlängen am Beschleuniger zwischen 30 ps bis zu 80 ps mit einer Bulk-GaAs-Kathode variabel eingestellt werden. Innerhalb dieser Messung konnte die Auflösungsbegrenzung der Chopper-Spalt-Methode bestätigt werden.

Die Intensität und Polarisierung der Elektronenbunche wurde mit guter Phasenauflösung mittels der Chopper-Spalt-Methode für eine Bulk-GaAs und eine Superlattice-Kathode vermessen. Im Falle der Bulk-Kathode ergibt sich eine mittlere Polarisierung von $(31 \pm 3,5) \%$ und eine Spitzenpolarisation von $(49,1 \pm 5,6) \%$, welches mit den Literaturwerten gut übereinstimmt. Im Falle der Superlattice-Kathode konnte nur eine mittlere Polarisierung von $(38,4 \pm 4,4) \%$ und eine Spitzenpolarisation von $(65,7 \pm 7,5) \%$ erreicht werden, welches deutlich unterhalb etablierter Erfahrungswerte liegt.

Zur Beschreibung von Elektronenbunchverläufen aus GaAs-Kathoden wurde bisher das Drei-Stufen-Modell von Spicer verwendet, welches allerdings die in dieser Arbeit gemessenen Daten nicht adäquat beschreibt. Daher wurde in einem eigenen Modell, welches nicht nur den Intensitätsverlauf der Elektronenbunche beschreiben, sondern auch darüber hinaus auch Aussagen über den Polarisationsverlauf machen soll, weitere Terme zur Rekombination von Elektron-Loch-Paaren einschließlich des Polarisationszustandes berücksichtigt. Dieses Modell ergänzt die bisherige Rekombinationsrate (gemessene Werte für Bulk-GaAs) $(1/A = (40 \pm 10) \text{ ps})$ des Spicer-Drei-Stufen-Modells um die optische Rekombination $(B = (1 \pm 3) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s})$, Auger-Effekte $(C = (5 \pm 2) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s})$ und einem Spin-Flip-Term $(1/K = (61,6 \pm 2) \text{ ps})$. Die hierbei gefundenen Parameter für optische- sowie Auger-Rekombination stimmen sehr gut mit den Literaturwerten überein. Eine Diskrepanz zeigt sich allerdings in den Parameter A und K. Die Abweichungen könnten von einer unzureichenden Aktivierung der verwendeten Kathode nach vorausgegangener Schädigung durch zu intensiven Laserbeschuss hervorgerufen sein. Mit Hilfe dieses Modells konnten darüber hinaus Vorhersagen über das Verhalten von Bulk-GaAs-Kathoden getätigt werden, die das Auftreten von Sättigungseffekten und nichtlineares Verhalten bei hohen Ladungsträgerdichten erwarten lassen, welches im Hinblick auf Hochstromexperimente an vielen Beschleunigeranlagen von Interesse sein sollte.

Abstract

For production and investigation of pulsed polarized electron beams at the superconducting accelerator S-DALINAC pulsed laser-systems with bunch lengths of smaller than 20 ps are required. These enable production of spin polarized electrons from GaAs semiconductors by photo-effect. Therefore the source of polarized electrons uses laser-diodes and a Titanium:Sapphire-laser-system. While pulses from Titanium:Sapphire-laser-system are generated by modelocking, the modulation of the two diode-laser-systems is based on direct coupling of high frequency. The minimal pulse length of two diode-laser-systems was measured to be 50 ps for the 780 nm diode and 20 ps for the 415 nm diode. On the other hand the Titanium:Sapphire-laser-system delivers a pulse length of several hundreds femtoseconds.

A long term operation mode for the S-DALINAC polarized injector (Spin) is provided by the laser-diodes using continuous wave mode at the accelerator fundamental frequency of 3 GHz. The Titanium:Sapphire-laser-system works at a repetition rate of 75 MHz and causes on the contrary temperature dependent failures in the pulsed operation mode. This dissertation took investigations of changes in intrinsic laser parameters related to the temperature. Temperature stabilization of better than $\pm 0,015$ K over one week was achieved. Furthermore with soft aperture the stability of the modelocking could be increased. This effect has been simulated and proven experimentally. Although the laser was temperature stabilized, pulse length deviations of 200 fs to 330 fs were observed. It seems to be related to a correlation between laser pulse length and room temperature. This correlation probability is determined to be 81 %.

Furthermore, this work deals with the transport of ultra short laser pulses over a distance of approximately 40 m. A fiber with a length of about 50 m was used and a coupling efficiency of smaller 40 % was achieved. Here the bandwidth enlargement of the Titanium:Sapphire-laser up to 50 nm as a function of intensity was determined. In this case the optical laser pulse with the length of (260 ± 20) fs will be extended chromatically to (80 ± 6) ps. By comparing of the theoretical calculations with measured spectral distribution conclusions about the degree of polarization of the extracted beam from the strained superlattice cathode could be made. Therefore an intensity-dependent behavior of the electron polarisation has been found. It depends on the laser power and on the center wavelength λ_0 . To reduce these effects a free laser beam transfer has been build up, too. By using a Piezo mirror and a developed feedback control system it was possible to achieve a positional accuracy of $< 10 \mu\text{m}$ at a control frequency of 2 Hz over 66 h at the location of the cathode.

For the first investigations of the structure of the generated electron bunches at the S-DALINAC at low electron energies the chopper system at the injector part of the accelerator has been used. With an additionally installed narrow slit the bunch length could be characterized with a resolution of $(7,0 \pm 3,5)$ ps. Here, a phase jitter of the electron beam of 2,2 ps at a measuring time of 30 min was determined. Due to the run time differences of the laser beam during transfer, which

are caused by the feedback control system, one more negligible jitter of 1,6 fs appeared. The measurements indicate an additional mode inside the chopper cavity. This changes the position of phase of the laser pulse with respect to the chopper state. This effect was measured with the 780 nm laser-diode and to be between 30 ps and to 80 ps. From experimental results, that was modeled and reproduced by a simulation, a genuine bunch length of $(50,0 \pm 0,2)$ ps could be determined.

The measurements of the longitudinal (bunch length) and of the transverse (beam diameter) beam profile have shown space charge effects already at a bunch charge of 1 fC. To compensate the pulse broadening in the 50 m long fiber, a pulse compressor was built. With the aid of it and the usage of a bulk GaAs photo-cathode the lengths of the electron bunch could be varied between 30 ps to 80 ps. In this measurement, the minimal resolution of the chopper-slit-method was confirmed.

The intensity and polarization of the electron bunches from a bulk- and a superlattice GaAs cathode were measured with good phase resolution using the chopper-slit-method. In the case of bulk cathode, an average polarization of $(31,0 \pm 3,5) \%$ and a peak polarization of $(49,1 \pm 5,6) \%$ was yielded, that agree well with the literature values. In the case of superlattice cathode an average polarization of only $(38,4 \pm 4,4) \%$ and a peak polarization of $(65,7 \pm 7,5) \%$ were achieved, that is significantly below established experienced data.

For the description of electron bunch characteristics from GaAs-cathodes the three-stage model of Spicer was used so far. Unfortunately this model does not adequately describe measured in this work data. Therefore the new model that was developed in this work takes into account not only intensity deviations in the electron bunch but also can describe polarization changes. To enable this higher order of recombination terms for electron-hole pairs was needed. This model adds to the recombination rate (measured values for bulk GaAs) $(1/A = (40 \pm 10) \text{ ps})$ of Spicer three-step model, the effect of optical recombination $(B = (1 \pm 3) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s})$, Auger recombination $(C = (5 \pm 2) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s})$ and the spin-flip term $(1/K = (61,6 \pm 2) \text{ ps})$. The founded parameter for optical- and Auger recombination are in good agreement with literature values. However, a discrepancy in values for the parameters A and K have been seen. The difference could be caused by insufficient activation of a used cathode after previous damage by irradiation by intense laser light. With this model, predictions about the behavior of bulk GaAs cathode could be made, that promise the appearance of saturation effects and non-linear behavior at high carrier densities. It could be a matter of interest for many accelerator facilities with regard to high-current experiments.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Produktion spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC	5
2.1	S-DALINAC	5
2.2	Gallium-Arsenid Photokathoden	5
2.2.1	Strained-Layer-Photokathoden	6
2.2.2	Superlattice-Photokathoden	7
2.3	Austritt der polarisierten Elektronen ins Vakuum	9
2.4	Anforderungen an die Lasersysteme	10
2.5	Potentielle Laserkandidaten	13
3	Stabilitätsoptimierung des Titan:Saphir-Lasers	17
3.1	Ausbreitung und Charakterisierung von Laserpulsen	17
3.2	Ti:Sa-Resonator	20
3.2.1	Harte Apertur	21
3.2.2	Weiche Apertur	21
3.3	Temperaturverhalten und Stabilisierung	25
3.3.1	Weitere Stabilisierung der Modenkopplung	26
3.3.2	Stabilitätsbetrachtungen der Frequenz- und Phasenregelung	28
4	Transport von gepulsten Laserstrahlen	35
4.1	Optischer Aufbau am Ort des Laserlabors	35
4.2	Lichtleiter	36
4.2.1	Chromatische Dispersion	37
4.2.2	Selbstphasen-Modulation	38
4.2.3	Streueffekte in transparenten Medien	39
4.2.4	Vermessung der Eigenschaften des Lichtleiters	39
4.2.5	Pulskompressoren	41
4.3	Freistrahtransport	44
4.3.1	Positionsdetektion	45
4.3.2	Übertragungsfunktion Strahltransfer	46
4.4	Optischer Aufbau am Ort der Quelle	50

5	Experimenteller Aufbau zur phasenaufgelösten Messung von spinpolarisierten Elektronen	53
5.1	Injektorstrahlführung des S-DALINAC	53
5.2	Bestimmung der Elektronenbunchlänge	55
5.2.1	Geometrie des Aufbaus	55
5.2.2	Strommessung	56
5.2.3	Jitter	56
5.2.4	Modulationseffekt durch den Chopper	58
5.3	Bestimmung der Elektronenpolarisation	60
6	Phasenaufgelöste Bunchmessungen	67
6.1	Laserdioden-induzierte Elektronenbunche	67
6.1.1	Messungen mit der 785 nm-SM-Diode	69
6.1.2	Messungen mit der 415 nm-SM-Diode	71
6.2	Titan:Saphir-induzierte Elektronenbunche	72
6.2.1	Raumladungseffekte	73
6.2.2	Variation der Elektronenbunchlänge	74
6.3	Ultrakurzzeit-Polarisationsmessungen	76
7	Modellierung ultrakurzer Elektronenbunche	79
7.1	Berechnung der Antwortfunktion der Gallium-Arsenid-Kathode	79
7.2	Berechnung des phasenaufgelösten Polarisationsverhalten von GaAs-Kathoden . .	84
7.2.1	Depolarisationseffekte	84
7.2.2	Polarisationsmodell	85
7.3	Konsequenzen des Intensitäts-/Polarisationsmodells	88
7.3.1	Polarisationsverhalten bei hohen Intensitäten	88
7.3.2	Sättigungseffekte der Bulk-Gallium-Arsenid-Kathode	91
7.3.3	Bunchverhalten der Bulk-Gallium-Arsenid-Kathode	92
8	Ausblick	93
A	Modenverteilung des Choppers	95
B	Frequenz- und Phasenstabilisierung (Synchrolock)	97
C	Anbindung an das Kontrollsystem	99
	Literaturverzeichnis	105

Akronymverzeichnis

QE	Quanteneffizienz
GaAs	Gallium-Arsenid
s-GaAs	Strained-Layer-Gallium-Arsenid
SPE	spinpolarisierte Elektronen
SPM	Selbstphasen-Modulation
SBS	stimulierte Brillouin-Streuung
SRS	stimulierte Raman-Streuung
PSD	positionssensitiver Detektor
HH	heavy hole
LH	light hole
SM	single mode (Einzelmoden)
Ti:Sa	Titan:Saphir
MM	Multimoden
ECDL	external cavity diode laser
GDD	group delay dispersion (Gruppenlaufzeitdispersion)
GVD	group velocity dispersion (Gruppengeschwindigkeitsdispersion)
VECSEL	vertical external cavity surface emitting laser
BRF	birefringent filter
PID	Proportional-Integral-Differential
HF	Hochfrequenz
SPIN	S-DALINAC polarized injector (Quelle spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC)
GRIN	Gradienten-Index-Linse
EOM	elektrooptischen Modulator



1 Einleitung

Die Physik des Spins, der von Uhlenbeck and Goudsmit [1] schon 1925 vorhergesagt worden war, nimmt immer mehr Einzug in die neuesten technischen Errungenschaften der Menschheit. Es wird in vielen Teilbereichen der Physik an Effekten mit SPE geforscht. Dazu gehört z. B. die Spintronic [2], welche mit Hilfe des Spins kleinere und leistungsfähigere Bauteile entwickelt. Es ist daher auch nicht verwunderlich, dass 2007 der Nobelpreises für Physik an Albert Fert und Peter Grünberg [3] für den Riesenmagnetowiderstand vergeben wurde.

Ein weiteres breites wissenschaftliches Interesse an SPE hat sich in den letzten 50 Jahren nach Erfindung der ersten spinpolarisierten Elektronenquelle in der Kernphysik etabliert. Eine solche wird seit 1975 praktisch ausschließlich durch eine Photoquelle realisiert, die mit Hilfe des Photoeffekts SPE aus einem Halbleiter auslöst [4–6]. Durch die Nutzung eines Laserstrahls geeigneter Energie und Leistung lassen sich Elektronen gezielt aus dem Valenzband ins Leitungsband anheben, so dass schließlich polarisierte Ensembles von Elektronen erzeugt werden können. Durch spezielle Bearbeitung der Oberfläche des Kristalls können diese Elektronen ins Vakuum austreten, wo sie schließlich weiter beschleunigt werden.

Die anfänglichen Polarisationsgrade von Bulk-Gallium-Arsenid (GaAs)-Halbleiter brachten schon eine beachtlichen Polarisationsgrad von 35 %. Durch die stetige Weiterentwicklung dieser Technik sind Anfang der 1990er Jahre erste Strained-Layer-Photokathoden für einen hoch polarisierten Elektronenstrahl entwickelt worden, die einen Polarisationsgrad von über 80 % zur Verfügung stellen konnten. Allerdings waren die Quanteneffizienzen dieser Kathodensorte, also das Verhältnis aus eingestrahelter Laserleistung zu Elektronenstrom, niedrig. Die Entwicklung effizienterer Halbleiter ist immer noch Gegenstand aktueller Forschung, allerdings auch recht langsam aufgrund der hohen Entwicklungskosten.

Im Laufe der Jahre sind viele Experimente mit SPE durchgeführt worden. Mit deren Hilfe lassen sich verschiedene Erkenntnisse über die Struktur von Kernteilchen gewinnen, u. a.

- die Paritätsverletzung von Elektron-Elektron-Streuung mit der spinpolarisierten Elektronenquelle am Stanford Linear Accelerator Center SLAC [7, 8],
- die Bestimmung des Formfaktors des Neutrons am Mainzer Mikrotron MAMI [9, 10] durch Doppelpolarisationsexperimente,
- die Überprüfung von Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel [11] ebenfalls am Mainzer Mikrotron.

Auch der erste supraleitende Elektronen-Linearbeschleuniger Deutschlands, nämlich der S-DALINAC [12], ist 2011 um die S-DALINAC polarized injector (Quelle spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC) (SPIN) erweitert worden [13, 14]. Die maximale Designenergie von

130 MeV des Hauptbeschleunigers eignet sich im Besonderen zur Untersuchung von Atomkernen. In diesem Energie- und Impulsübertragungsbereich können so erstmals Experimente mit SPE durchgeführt werden, z. B.

- die Bestimmung der fünften Strukturfunktion in Koinzidenzexperimenten [15, 16],
- der Suche nach der Paritätsverletzung in photoinduzierter Kernspaltung von ^{238}U [17] oder
- die Bestimmung des Polarisationszustands von Bremsstrahlungsphotonen [18–21].

Sowohl die Entwicklung von SPIN als auch die Vorbereitung der Polarisationsexperimente am S-DALINAC sind eingebettet in den Sonderforschungsbereich 634 der Dt. Forschungsgemeinschaft DFG.

Bisher ist für erste Experimente an einem Teststand [13] eine Dauerstrich-Laserdiode verwendet worden. Im Zuge der Installation von SPIN entstanden allerdings neue Problemstellungen für den Laser, welche mit einem gepulsten Lasersystem gelöst werden können. Zum einen kann die Ladungslebensdauer der hier verwendeten Kathoden erhöht werden. Diese hängt stark von dem extrahierten Elektronenstrom ab. Da zur weiteren Beschleunigung eines kontinuierlichen Elektronenstrahls, dieser in 30 ps lange Elektronenbunches zerhackt werden muss, treten dabei Stromverluste bis zu 90 % auf, die durch eine Erhöhung der Laserleistung kompensiert werden müssen. Durch eine direkte Erzeugung von Elektronenbunchen am Ort der Kathode ist eine höhere Effizienz und somit eine höhere Lebensdauer der Kathode möglich. Zum anderen ermöglicht ein gepulstes Lasersystem Flugzeit-Experimente mit Repetitionsraten von einigen Megahertz, mit deren Hilfe das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis eines kernphysikalischen Experimentes deutlich verbessert werden kann.

Die Eigenschaften vieler gepulster Laser sind gut bekannt. Der daraus resultierende Elektronenbunch hat allerdings eine andere Pulsform. Spicer [22] konnte mit seinem 3-Stufen-Modell wegweisend die Elektronenbunchlänge beschreiben. Einige Erweiterungen sowie Messungen sind in [23, 24] durchgeführt worden und beschreiben dort die Bunchverläufe ausgezeichnet.

Entsprechend der hier gezeigten experimentellen Anforderungen müssen Laserstrahlen zur Verfügung stehen, die zur verwendeten Photokathode passen. Dazu ist im Rahmen dieser Arbeit ein Konzept zur optimalen Auswahl von Lasersystemen für die SPIN vorgestellt. Kapitel 2 beschäftigt sich mit den Anforderungen zur Produktion von SPE.

Da zur Beschleunigung des Elektronenstrahls wie erwähnt Pulslängen von wenigen Pikosekunden benötigt werden, sind zum Betreiben von Photoquellen Ultrakurzzeiter Laser in den Vordergrund gerückt [25]. Diese besitzen aufgrund ihrer großen Dimension den Nachteil, sehr stark an die Temperatur des Raumes gekoppelt zu sein, wodurch ein langfristiger, stabiler Betrieb nur schwer zu erreichen ist. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit besteht daher darin, die Verfügbarkeit des Lasers auf einen typischen Zeitraum von >12 h sicherzustellen, damit die Ausfälle und somit die Wartung des Lasersystems minimiert werden können. Mit dieser Problematik beschäftigt sich Kapitel 3.

Aufgrund der Vielfältigkeit der Anforderungen der Lasersysteme, der ionisierenden Strahlung innerhalb der Beschleunigerhalle, der Stabilitätsoptimierung und dem Zugang zum Lasersystem auch während des Betriebes des S-DALINACs sind die Lasersysteme an einem separaten Ort untergebracht. Deshalb bestand Bedarf, den Laserstrahl zum Ort der SPIN zu leiten, bei voller Kontrolle seiner longitudinalen und transversalen Eigenschaften. Die in dieser Arbeit durchgeführten Techniken zum stabilen Laserstrahltransport, sowie Messungen zu den Pulseigenschaften dieser Systeme werden in Kapitel 4 dargestellt.

In dieser Dissertation ging es darum, die Buncheigenschaften des Elektronenstrahls genau zu bestimmen. Dies wurde schon einmal im Rahmen von [26] durch Messung von Übergangsstrahlung am S-DALINAC durchgeführt. Die früher durchgeführten Messungen benötigen einen hohen Elektronenstrom von mehreren $10\ \mu\text{A}$, sowie einer Energie der Elektronen im Megavolt-Bereich. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Bunchlängen allerdings bei kleinen Strömen von wenigen nA und kleinen Energien bis zu 100 keV detektiert werden, welches eine Neuerung am S-DALINAC darstellt.

Ähnliche Messeinrichtungen anderer Institute besitzen hierbei Zeitauflösungen von wenigen Pikosekunden [23, 24]. Aus Platzgründen innerhalb des Injektors konnte im Rahmen dieser Arbeit nur auf die existierenden Elemente innerhalb des Injektors zugegriffen werden. Daher wird in Kapitel 5 der Injektor des S-DALINAC vorgestellt und die benutzten Elemente erläutert. Auch wird der entwickelte experimentelle Aufbau zur Elektronenbunchlängenmessung sowie zur Polarisationsmessung beschrieben.

Mit den oben genannten Erkenntnissen wurden die Pulseigenschaften der Lasersysteme überprüft, welches in Kapitel 6 gezeigt wird. Des Weiteren ist ein autonomes Messsystem aufgebaut worden, um den zeitlichen Polarisationsverlauf entlang des Elektronenbunches hinweg zu studieren. Solche Messungen sind zwar auch in [23, 24] durchgeführt worden, allerdings ist die Abtastrate der Elektronenbunche in diesen Arbeiten mit zehn Punkten pro Bunch recht klein. Im Rahmen dieser Arbeit sollte auch aufgrund des autonomen Messsystems die Abtastrate um einen Faktor zehn verbessert werden, um daraus folgend Aussagen über die Genauigkeit theoretischer Modelle schließen zu können.

Die in dieser Arbeit vermessenen Elektronenbunche waren nicht mit dem klassischen Modell von Spicer [22] beschreibbar. Aus diesem Grund beschäftigt sich Kapitel 7 mit der inneren Struktur der GaAs-Halbleiter. Das dort entwickelte Modell zur Bestimmung der Antwortfunktion basiert auf den Grundgedanken von Spicer enthält allerdings wesentliche Erweiterungen. Mit dem Modell ist es nicht nur möglich den Bunchverlauf, sondern auch den zeitlichen Polarisationsverlauf zu berechnen. Das Kapitel 8 schließt mit einem Ausblick über mögliche weitere Experimente zum Verständnis der inneren Struktur von GaAs-Halbleitern und zur weiteren Optimierung der Eigenschaften von SPIN.



2 Produktion spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC

Ein Ensemble aus Elektronen ist für gewöhnlich unpolarisiert. Die Bereitstellung SPE für Experimente kann durch Trennung der Elektronen-Ensembles nach ihrem Spin erfolgen. Der Polarisationsgrad wird dabei beschrieben durch

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}, \quad (2.1)$$

wobei N_{\uparrow} und N_{\downarrow} die Populationsdichten der Elektronen mit entsprechendem Spin, bezogen auf eine ausgewählte Achse sind. SPE-Strahlen werden heute durch den Einsatz von III-V Halbleitern direkt erzeugt. GaAs als Kathodenmaterial hat sich dabei als besonders geeignet herausgestellt. Die im Folgenden vorgestellten Halbleiter geben die ersten Rahmenbedingungen für die Auswahl eines passenden Laserstrahls vor. Auch dient dieser Abschnitt zum besseren Überblick über die Produktion von SPE, wobei auf die besonderen Anforderungen des S-DALINAC und damit der SPIN eingegangen wird.

2.1 S-DALINAC

Aufgrund der Rahmenbedingungen des S-DALINAC sind viele für die SPIN wichtige Parameter bereits festgelegt. Zur Beschleunigung der Elektronenstrahlen in den supraleitenden Kavitäten wird eine Zeitstruktur von 3 GHz sowie Bunchlängen von weniger als 5 ps benötigt. Diese Zeitstruktur wird derzeit mit einem Chopper/Prebuncher System einem kontinuierlichen Elektronenstrahl aufgeprägt, wobei bei diesem Prozess etwa 90 % des Strahlstroms verloren geht. Derzeit können Elektronenströme im Nanoampere-Bereich bis zu $60 \mu\text{A}$ bei einer Energie von bis zu 10 MeV mit den 20 zelligen Niob-Kavitäten beschleunigt werden. Im Rahmen von [37] werden diese allerdings gegen leistungsfähigere Kavitäten ausgetauscht, wodurch in Zukunft ein maximaler Strom von $100 \mu\text{A}$ bei 14 MeV möglich wird.

Die Elektronen können weiterhin in den Hauptbeschleuniger umgelenkt werden. Durch eine zweifache Rezirkulation kann eine maximale Designenergie von 130 MeV bei maximal $20 \mu\text{A}$ erreicht werden. Weitere Informationen zum Aufbau des Beschleunigers sind in [12] zu finden.

2.2 Gallium-Arsenid Photokathoden

Das Herzstück der SPIN besteht aus einem GaAs-Halbleiter, wobei die Energie der Bandlücke von unbehandelten GaAs (Bulk) gegeben ist durch [27]

$$E_g(T) = 1.519 \text{ eV} - 5.408 \times 10^{-4} T^2 / (T + 204 \text{ K}) \text{ eV K}. \quad (2.2)$$

Bei einer Umgebungstemperatur von 300 K folgt $E_g(T) = 1.422 \text{ eV}$, welches einer Wellenlänge von 872 nm entspricht.

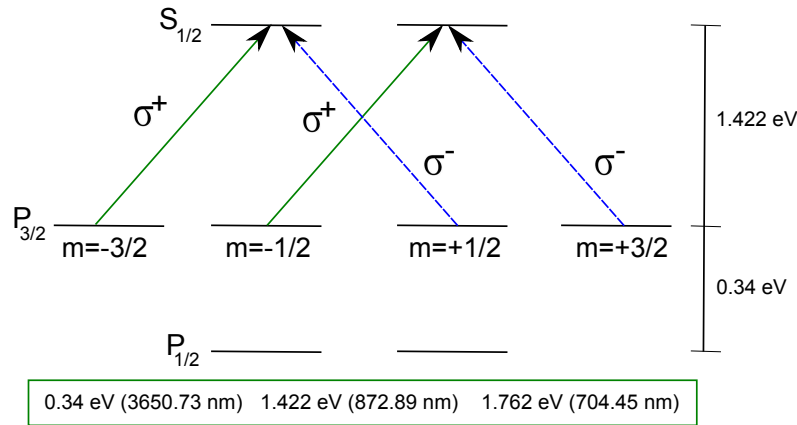


Abbildung 2.1.: Vereinfachtes Bandschema der Zustände $4 P_{3/2}$ und $5 S_{1/2}$ von Bulk GaAs. Die Singlett Zustände werden als polarisierte Zustände genutzt. Ein vollständiges Bandschema ist z. B. in [29] zu finden.

In Abbildung 2.1 ist das vereinfachte Termschema von GaAs am Γ -Punkt dargestellt. Dort liegt das Maximum des Valenzbandes ($4 P_{3/2}$) genau unter dem Minimum des Leitungsbandes ($5 S_{1/2}$), da GaAs ein direkter Halbleiter ist. Elektronen im Niveaus $N_{\uparrow} = (5 S_{1/2}; m_s = +1/2)$ oder $N_{\downarrow} = (5 S_{1/2}; m_s = -1/2)$ werden als polarisierte Zustände gewählt. Um diese anregen zu können, muss zirkular polarisiertes Laserlicht auf den Halbleiter eingestrahlt werden. Aufgrund der Entartung der magnetischen Unterzustände des $P_{3/2}$ -Zustandes ist aber eine Zuordnung der Spinausrichtung nur mit maximal 50 % Wahrscheinlichkeit möglich.

2.2.1 Strained-Layer-Photokathoden

Um den Polarisationsgrad der Photokathoden zu erhöhen, muss die Entartung der $P_{3/2}$ -Zustände aufgehoben werden, die aufgrund der symmetrischen Anordnung von GaAs entsteht. Dies kann entweder durch mechanischen Druck bewältigt werden oder durch eine Veränderung der Gitterstruktur. Bei einer Strained-Layer-Gallium-Arsenid (s-GaAs)-Photokathode wird eine dünne Schicht GaAs auf ein Material mit unterschiedlicher Gitterkonstante aber gleichen elektronischen Eigenschaften aufgebracht. Hierfür eignet sich zum Beispiel Phosphor als Ersatz für das Arsen. Die Gitterkonstante von GaP beträgt $a_{\text{GaP}} = 545,05 \text{ pm}$, die von GaAs $a_{\text{GaAs}} = 565,33 \text{ pm}$. An einer Grenzfläche zwischen einer GaP- und einer GaAs-Schicht verformt sich die Gitterstruktur [30], was zu einer Aufspaltung des $P_{3/2}$ -Zustandes führt (Siehe Abbildung 2.2). Die kritische Dicke einer solchen s-GaAs-Schicht, in der noch eine Verformung der Gitterstruktur nachgewiesen [31] werden kann, ist

$$d_{\text{krit}} \simeq \frac{a_{\text{GaP}}}{2 \left| \frac{a_{\text{GaP}} - a_{\text{GaAs}}}{a_{\text{GaAs}}} \right|} = 7,6 \text{ nm}.$$

Um die aktive Zone und somit die Quanteneffizienz (QE), also die erzeugten Elektronen pro eingestrahlt Photon, eines solchen Kristalls zu erhöhen, sind größere Schichtdicken als 7,6 nm wünschenswert.

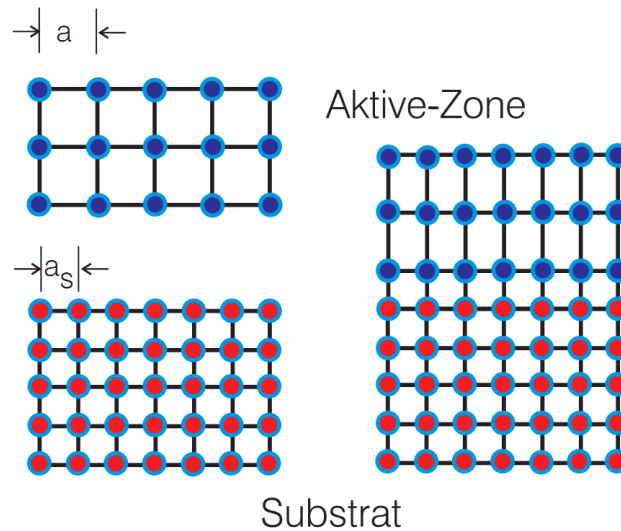


Abbildung 2.2.: Aufbau einer s-GaAs-Schicht. Durch aufbringen eines zweiten Materials mit ähnlichen elektrischen Eigenschaften aber unterschiedlicher Gitterkonstante, lässt sich eine uniaxiale Verformung des Gitters und somit eine Aufhebung der Entartung erreichen [14].

2.2.2 Superlattice-Photokathoden

Um das Problem der kleinen Schichtdicken der s-GaAs-Photokathoden zu umgehen, werden dünne Paare von GaAs und $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ abwechselnd auf ein GaAs-Substrat aufgedampft. In diesem Fall tragen mehrere s-GaAs-Schichten zur Produktion von polarisierten Elektronen bei, was die QE der Kathode erhöht. Aufgrund des Phosphoranteils der Zwischenschichten verändert sich die effektive Bandlücke [32]. Durch die großen Unterschiede in der Energie der Bandlücke und

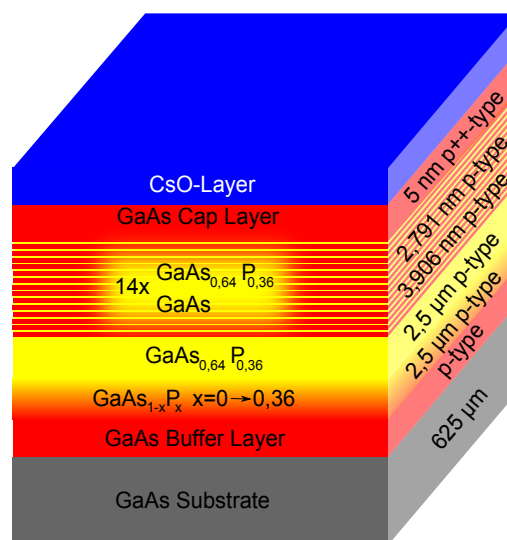


Abbildung 2.3.: B702 Kathode der Firma SVT Associates. Die Superlattice Kathode besitzt 14 abwechselnde Schichten aus GaAs und $\text{GaAs}_{0,64}\text{P}_{0,36}$. Mit deren Hilfe ist es möglich, eine hohe Polarisation bei hoher Quanteneffizienz zu erzeugen.

durch die kleinen Abstände der Schichten können die Energieeigenzustände miteinander interferieren [33]. Hierbei entscheiden die Schichtdicken von GaAs und $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ sowie die Anzahl der Schichten und die Konzentration x des Phosphors darüber, welchen Wert die effektive Bandlücke annimmt. Dieser Aspekt ist in [34, 35] untersucht worden. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Arbeiten sind im folgenden kurz zusammengefasst.

- **QE-Anisotropie**

Die QE-Anisotropie beschreibt die Änderung der QE mit dem Winkel zwischen eingestrahelter linearer Polarisationsrichtung und gestreckter Kristallachse [36]. Im Falle zu hoher Anisotropie ist bei unpolarisierten Elektronenstrahlen die Ausrichtung der linearen Laserpolarisation richtig zu wählen, um die Quanteneffizienz zu maximieren.

- **heavy hole (HH)-light hole (LH) Energieaufspaltung**

Die HH-LH Energieaufspaltung gibt den energetischen Abstand der $P_{3/2}$ -Unterzustände zueinander an. Durch eine große energetische Trennung der Zustände lassen sich diese leicht selektiv anregen. Die Aufspaltung und damit die maximale Polarisation hängt sehr stark von dem Anteil des hinzugefügten Phosphors ab.

- **Anzahl der periodischen Schichtlagen**

Zur Vergrößerung der aktiven Zone und somit der QE des Substrats sind möglichst viele Schichten wünschenswert. Allerdings reduziert sich der Polarisationsgrad durch Verwendung zu vieler Ebenen. Die in dieser Arbeit benutzte Superlattice-Kathode besitzt z. B. 14×2 Schichten, vgl. Abbildung 2.3.

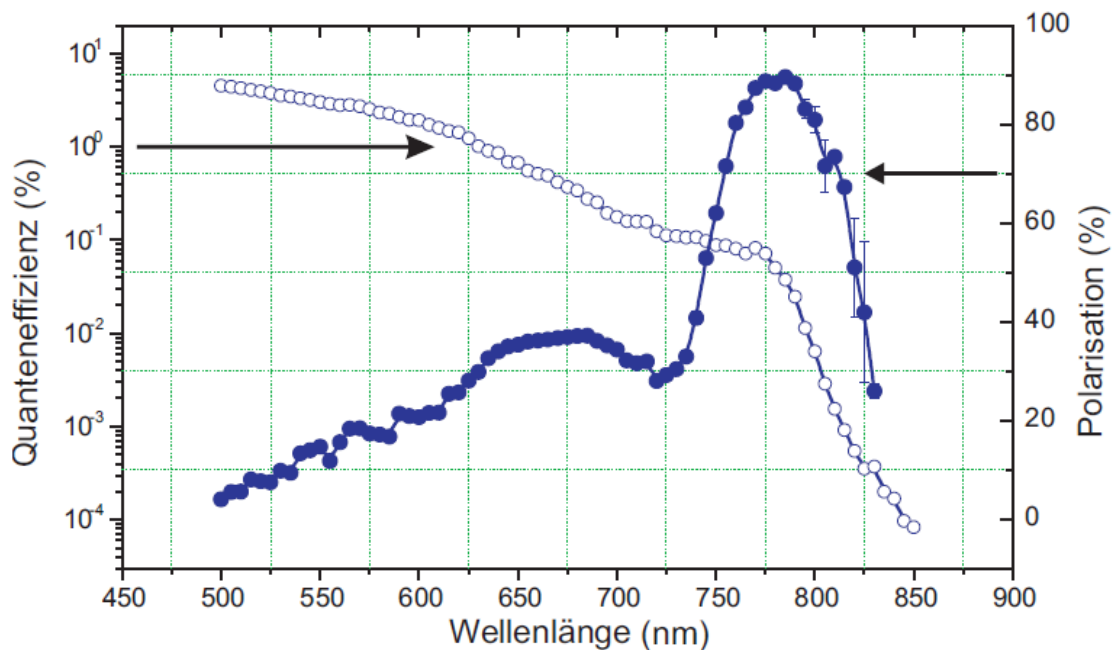


Abbildung 2.4.: Quanteneffizienz und Polarisation der am Institut für Kernphysik in Darmstadt verwendeten B702 Superlattice-Photokathode von SVT. Die Messung wurde am Institut für Kernphysik in Mainz durchgeführt.

Abbildung 2.3 zeigt die in dieser Arbeit benutzte Superlattice-Photokathode¹. Sie ist auf ihre maximale Polarisation hin optimiert worden. In Abbildung 2.4 ist sowohl die QE als auch die Polarisation dieser Kathode in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgetragen. Es ist das Maximum der Polarisation bei etwa 780 nm sowie der exponentielle Anstieg der Quanteneffizienz durch Nutzung energiereicherer Photonen zu erkennen².

Um die Problematik der unterschiedlichen Verläufe von QE und der Polarisation für die SPIN besser zu quantifizieren, wird der Gütefaktor $Q = P^2 I$ eingeführt. Hierbei ist P der Polarisationsgrad und I der Elektronenstrahlstrom. Für ein kernphysikalisches Experiment mit polarisierten Elektronen sollte dieser Wert möglichst hoch sein. Diese Gesetzmäßigkeit ergibt sich direkt aus der statistischen Fehlerbestimmung der Asymmetrie, die wiederum proportional zur Polarisation ist. Die Unsicherheit der Polarisationsbestimmung hängt dagegen von der Wurzel des Elektronenstroms ab:

$$\frac{\Delta A}{A} \propto \frac{\Delta P}{P} \propto \frac{\Delta I}{I} = \frac{\frac{\sqrt{I}}{I}}{\frac{I}{P}} = \frac{1}{P\sqrt{I}} = \frac{1}{\sqrt{Q}} \quad (2.3)$$

2.3 Austritt der polarisierten Elektronen ins Vakuum

Um die SPE weiter nutzen zu können, müssen diese aus dem Leitungsband in das Vakuum extrahiert werden. Dies ist direkt nicht möglich, da die Elektronenaffinität χ , also die Vakuumenergie abzüglich der Energie des untersten Leitungsbandes, einen positiven Wert besitzt (siehe Abbildung 2.5). Es ist daher notwendig, das Vakuumniveau weiter abzusenken. Dies geschieht bei GaAs-Kathoden zum einen durch Dotierung der Kristallstruktur mit Zink (Abbildung 2.6a) und zum anderen durch Metallisierung der Oberfläche mit z. B. Cäsiumoxid (Abbildung 2.6b).

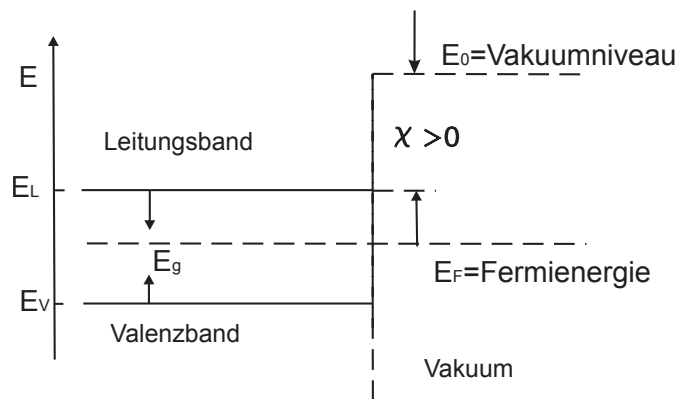
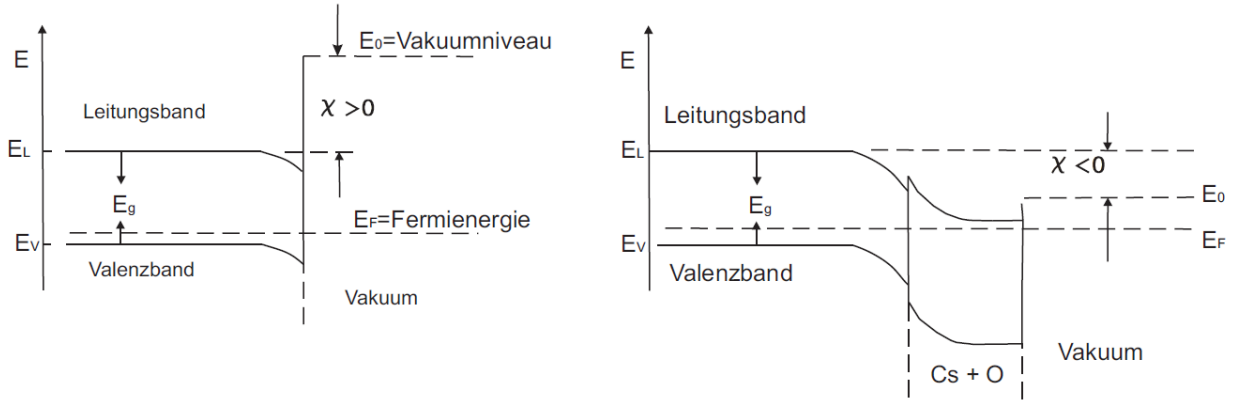


Abbildung 2.5.: Durch die positive Elektronenaffinität $\chi > 0$ können die Elektronen im Leitungsband den Halbleiter nicht verlassen [14].

Die Quanteneffizienz einer GaAs-Kathode und somit der maximal erreichbare Elektronenstrom hängt somit sehr speziell von ihrer Oberfläche ab.

¹ SVT Associates Typ B702.

² Die Wellenlänge von 780 nm ist im Vergleich zur Bandlücke der Bulk-GaAs Kathode von 872 nm zu einer höheren Energie, aufgrund der Bandverbiegung innerhalb des Kristalls, verschoben.



a) Bandverbiegung eines Halbleiters durch p-Dotierung

b) Absenkung des Vakuumniveaus bei Aktivierung des Kristalls

Abbildung 2.6.: Nach einer Bandverbiegung a) und einer anschließenden Metallisierung der Oberfläche durch z. B. CsO b) wird das Vakuumniveau so weit herabgesenkt, so dass Elektronen aus dem Leitungsband in das Vakuum diffundieren können [14].

Während eines Experimentzyklus wird die Oberfläche durch Ionenrückbombardement nach und nach zerstört, welches die Quanteneffizienz mit der Zeit absenkt. Es ist somit nur möglich eine maximale Anzahl von Elektronen n_e aus einer GaAs-Kathode zu extrahieren, woraus sich direkt die Strahllebensdauer $\tau_S = \frac{n_e}{I_{el}}$ berechnen lässt. Auch Restgasatome im Vakuum können die Quanteneffizienz herabsetzen, welches in einer maximale Haltezeit τ_V der Kathode resultiert.

Die effektive zeitliche Änderung der Quanteneffizienz der GaAs-Kathode kann durch

$$QE(t) = QE(t=0) \exp\left(-\left(\frac{1}{\tau_V} + \frac{1}{\tau_S}\right)t\right) = \frac{I_{el}hc}{eP_L\lambda} \exp\left(-\left(\frac{1}{\tau_V} + \frac{I_{el}}{n_e}\right)t\right) \quad (2.4)$$

dargestellt werden. Hierbei bezeichnet I_{el} den mittleren Strom der aus der Kathode extrahiert wird und P_L die mittlere genutzte Laserleistung bei einer festen Wellenlänge λ . Ist die Lebensdauer der GaAs-Kathode abgelaufen, muss diese neu aktiviert werden. Dazu wird die Oberfläche der Kathode gereinigt und wieder eine neue CsO-Schicht aufgedampft. Allerdings ist dieses Verfahren nicht beliebig oft wiederholbar, da ein Ausheizen zur Reinigung nie die gesamte alte CsO-Schicht entfernen kann.

Im Falle der SPIN konnten die hier aufgezeigten Parameter im Rahmen von [14] zu $n_e = (9,6 \pm 0,7) \text{ C}$ und $\tau_V = (1164 \pm 165) \text{ h}$ für eine Wellenlänge von 780 nm und einer Quanteneffizienz von $2 \mu\text{A/mW}$ bestimmt werden.

2.4 Anforderungen an die Lasersysteme

Neben einem hohen Polarisationsgrad und einer hohen Elektronenausbeute bzw. der damit verkürzten Messzeit kernphysikalischer Experimente sind weitere Parameter wie z. B. die Zeitstruktur und die transversalen oder longitudinalen Eigenschaften der Elektronenbunche am

S-DALINAC von Bedeutung. Zur Auswahl und Charakterisierung eines idealen Lasersystems, sollen im Folgenden die kern- und beschleunigerphysikalischen (-technischen) Anforderungen zusammengefasst diskutiert werden. Dazu werden die Anforderungen der SPIN für einen unpolarisierten als auch für einen polarisierten Betrieb diskutiert.

Da kernphysikalische Reaktionen mit sehr niedrigem Wirkungsquerschnitten hohe Strahlströme benötigen, um hinreichende statistische Genauigkeiten bei vertretbaren Experimentierzeiten erreichen zu können, sollte eine Elektronenquelle diese Strahlströme dauerhaft zur Verfügung stellen können.

Für einen maximalen Strom am S-DALINAC von $60\ \mu\text{A}$ genügen bei einer QE von $2\ \mu\text{A}/\text{mW}$ 30 mW Laserleistung aus. Allerdings sorgen die zwei schon erwähnten Einschränkungen des Intensitätsverlustes, aufgrund der Chopper-Blenden-Struktur und der Strahllebensdauer der SPIN, für eine weitere Erhöhung der Laserleistung.

Abbildung 2.7 zeigt die zeitliche Entwicklung der mittleren Laserleistung abhängig von dem mittleren extrahierten Strahlstrom, welche nach Gleichung 2.4 für die in dieser Arbeit benutzte Superlattice-Kathode berechnet wurde. Es ist zu erkennen, dass zum langfristigen Betrieb von

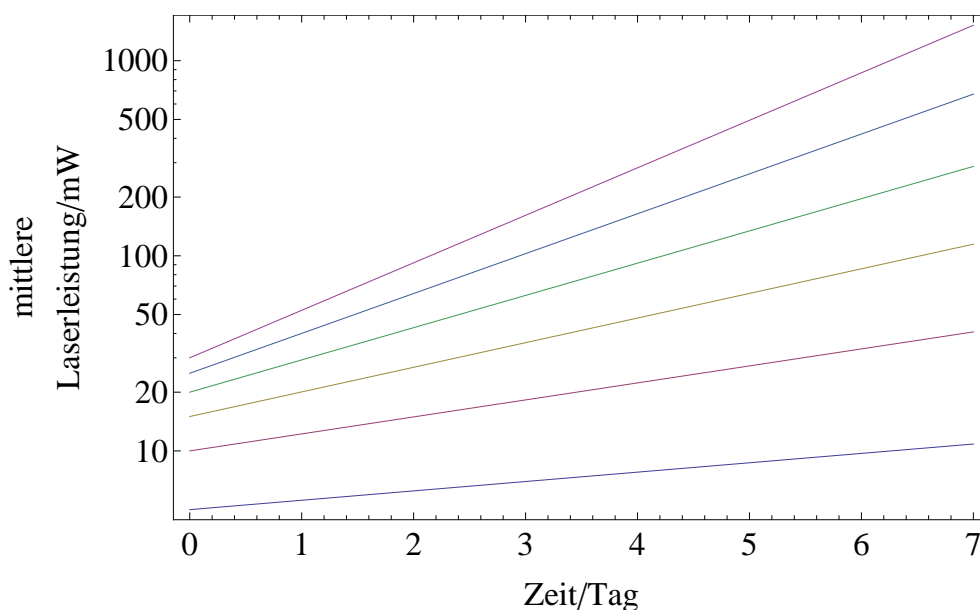


Abbildung 2.7.: Zeitliche Entwicklung der Laserleistung bei einer Wellenlänge von 780 nm einer Superlattice-Kathode, um die extrahierten Elektronenströme konstant zu halten. Die in der Abbildung gezeigten Ströme sind von unten nach oben $10\ \mu\text{A}$, $20\ \mu\text{A}$, $30\ \mu\text{A}$, $40\ \mu\text{A}$, $50\ \mu\text{A}$ und $60\ \mu\text{A}$.

$60\ \mu\text{A}$ Strahlstrom über eine Woche eine maximale mittlere Laserleistung von 1,5 W bei einer Wellenlänge von 780 nm benötigt wird. Durch Reduzierung der Wellenlänge von 780 nm auf 415 nm kann die Quanteneffizienz, auf Kosten der Polarisation, allerdings um einen Faktor 6 erhöht werden [14]. Aufgrund der weiteren Verluste am Ort der der Chopper/Blenden Sektion ist allerdings ein um den Faktor 10 größerer Elektronenstrom nötig, falls der Laserstrahl nicht direkt gepulst wird. Zur Effizienzsteigerung ist es daher für den Fall der Erzeugung hochpolarisierter Elektronenstrahlen essentiell, den Laserstrahl zu modulieren.

Zur verlustfreien Beschleunigung der erzeugten Elektronenbunche sind Bunchlängen mit einem Rechteckprofil von kleiner 36,6 ps vonnöten. Da die erzeugten Elektronenbunche allerdings kein Rechteckprofil besitzen, wird im Laufe dieser Arbeit die Bunchlänge über deren Halbwertsbreite definiert. Im Falle eines gaußförmigen Elektronenbunches reduziert sich die Bunchlänge von 36,6 ps weiter auf eine Halbwertsbreite von 21,5 ps um 95 % oder auf 13,4 ps um 99 % des Strahlstromes nutzen zu können. Somit sind zur Effizienzsteigerung der SPIN Puls-längen von weniger als 22 ps bei einer Repetitionsrate von 3 GHz oder einer subharmonischen zu erreichen. Des Weiteren muss die Repetitionsrate mit der Anregungsfrequenz der Kavitäten des Beschleunigers frequenz- und phasenstabilisiert sein, da nur dann eine Beschleunigung des Elektronenstrahls möglich ist, welches wiederum Anforderungen an die Stabilität des Lasersystems mit sich bringt.

Die in dieser Arbeit verwendete Superlattice-Kathode besitzt wie erwähnt ein Polarisationsmaximum bei einer Wellenlänge von 780 nm. Es sind allerdings in dieser Arbeitsgruppe weitere Kathodentypen genutzt worden, welche ihr Maximum bei einer Wellenlänge von 830 nm und 808 nm besaßen. Aufgrund dieser Entwicklung ist bei der Auswahl des Lasersystems auf eine ausreichend große Wellenlängenvariation zu achten.

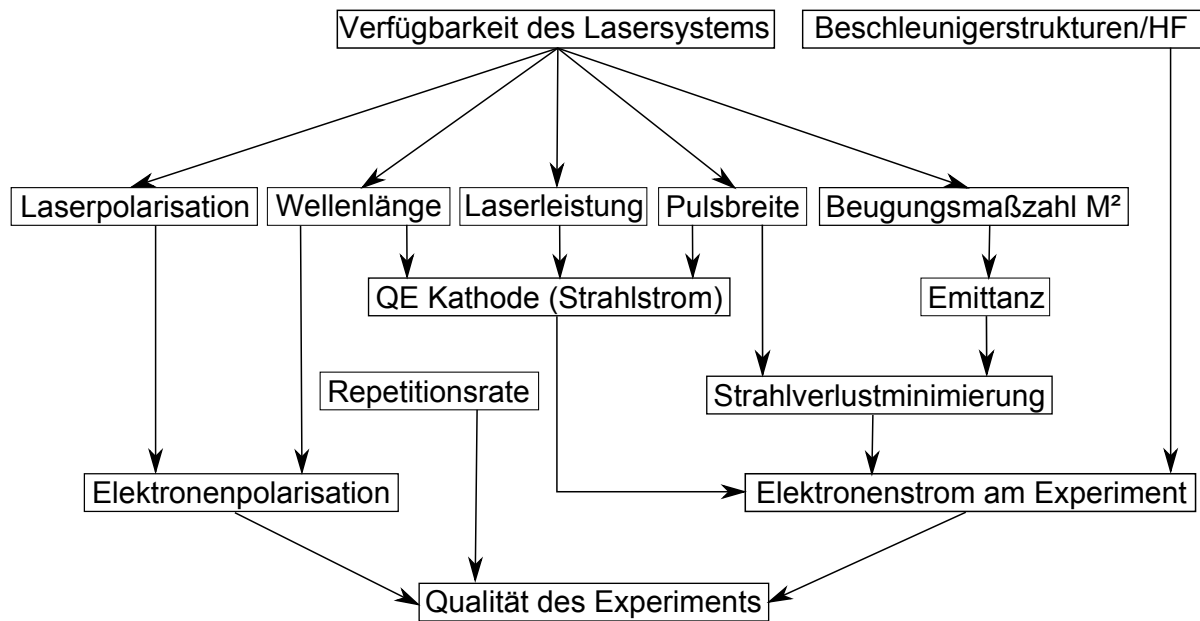


Abbildung 2.8.: Anforderungen an ein Lasersystem zur Produktion polarisierter Elektronen

Ein weiterer Faktor ist die Beugungsmaßzahl M^2 des Laserstrahls, die über das Strahlparameterprodukt

$$SPP = \phi \omega_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi} \quad (2.5)$$

definiert ist. Hierbei gibt ϕ den Divergenzwinkel und ω_0 die Strahltaile des Lasers an. Ein $M^2 = 1$ bezeichnet die TEM₀₀-Mode eines perfekten Gaußstrahls. Nichtperfekte Laserstrahlen besitzen höhere Werte. Da die Größe des Elektronenstrahls direkt proportional ist zur Laserfleckgröße am Ort der Kathode, ist ein möglichst kleines M^2 wünschenswert. Daraus resultierend

folgt eine möglichst kleine Emittanz am Beschleuniger und damit ein vereinfachter Strahltransport mit geringen Verlusten.

Die hier gezeigten Anforderungen für eine hohe Qualität von Experimenten am S-DALINAC sind in Abbildung 2.8 noch einmal graphisch zusammengefasst. Der folgende Abschnitt befasst sich mit diesen Punkten und versucht daraus ein optimales Lasersystem für SPIN zusammenzustellen.

2.5 Potentielle Laserkandidaten

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Laser sind eine mögliche Auswahl zum Betreiben von SPIN. Aufgrund der Vielzahl der Laser wird im Folgenden auf deren Vor- und Nachteile eingegangen. Abschließend wird eine Bewertung sowie konkrete Auswahl präsentiert.

- **Faserlaser**

Faserlaser sind in der Telekommunikation Stand der Technik. Ein dotierter Lichtleiter bildet das aktive Medium. Der große Vorteil an diesem System ist der unkomplizierte und stabile Betrieb des Lasers. Die Leistungen sind nur durch den Pumplaser und die Länge der Faser begrenzt. Auch ein Pulsbetrieb lässt sich erzeugen, bei einem recht großen Spektrum an Repetitionsraten. Der Ausgangsstrahl ist aufgrund des Lichtleiters von der Form einer TEM_{00} und somit sehr gut fokussierbar.

Ein großer Nachteil liegt in dem eingeschränkten Verstärkungsprofil der Glasfaser. Das am weitesten verbreitete Dotierungsmaterial ist Erbium. Hier liegt das Maximum des Verstärkungsprofils bei 1560 nm. Mit dieser Wellenlänge sind die Quanteneffizienzen der hier benutzen Kathoden viel zu klein, um Elektronen auslösen zu können, sowie nur ein rein unpolarisierter Elektronenstrahl möglich. Allerdings kann ein solcher Laserstrahl auf Kosten der Stabilität frequenzverdoppelt werden. Die Effizienzen sind bei einem gepulsten Laserstrahl recht hoch und die resultierende Wellenlänge liegt im Bereich der Bandlücke von GaAs.

Für den Fall der derzeit genutzten Kathodensorte ist der frequenzverdoppelten Laserstrahl bestens geeignet. Allerdings ist aufgrund der zu erwartenden Weiterentwicklung der GaAs-Halbleiter zu erwarten, dass in den nächsten Jahren die Wellenlänge sich weiter in den violetten Spektralbereich verschieben wird. Angesichts des gleichzeitig hohen Preises fällt dieser Laser trotz seiner guten Eigenschaften somit aus den weiteren Betrachtungen heraus.

- **Laserdiode**

Halbleiterlasersysteme stellen viele erwünschte Eigenschaften kostengünstig und robust zur Verfügung. Sie besitzen eine akzeptable Ausgangsleistung von etwa 100 mW im single mode (Einzelmoden) (SM)-Betrieb und von mehreren Watt im Multimoden (MM)-Betrieb. Aufgrund ihres schmalen Verstärkungsprofils sind mit einer Diode nur kleine Variationen der Wellenlänge möglich, allerdings sind Laserdioden für fast alle Wellenlängen verfügbar und gleichzeitig günstig zu erhalten.

Der Unterschied zwischen SM- und MM-Diode liegt im Wesentlichen in ihrem Kurzpulsverhalten. Nur SM-Laserdioden lassen sich durch Einspeisung eines HF-Signals mit Pulslängen < 100 ps direkt modulieren [38]. Typische Pulslängen liegen zwischen 20 ps und 80 ps abhängig vom Diodentyp und experimentellen Aufbau. MM-Dioden reagieren dahingehend

recht träge auf hohe Frequenzen. Hier sind minimale Pulslängen von einigen Nanosekunden möglich.

Ein weiterer Unterschied besteht in der Beugungsmaßzahl M^2 . SM-Dioden besitzen typische Werte von 1,1 bis 3, wohingegen MM-Dioden Werte zwischen 5 bis 200 einnehmen können.

Aufgrund des simplen Designs und der relativ guten Pulseigenschaften dieses Lasers ist dieser zum Betreiben von SPIN für viele Experimente sehr gut geeignet.

– ECDL

Das Verstärkungsprofil einer Laserdiode ist für gewöhnlich einige Nanometer breit. Um doch gezielt eine Wellenlänge am Laser einstellen zu können, wird die Laserdiode mittels eines externen Resonators und eines darin befindlichen wellenlängensensitiven Elementes (z. B. ein optisches Gitter) erweitert. Das Gesamtsystem nennt sich dann external cavity diode laser (ECDL) [39]. In [40] ist ein typischer Aufbau zu finden. Der austretende Laserstrahl aus der Diode wird auf ein optisches Gitter gelenkt. Die -1. Beugungsordnung des Gitters wird in den Diodenlaser zurück reflektiert, wohingegen die 0. Ordnung ausgekoppelt und als Laserstrahl verwendet wird. Durch Variation des Winkels des Gitters lassen sich verschiedene Wellenlängen innerhalb des Verstärkungsprofils der Laserdiode direkt und schmalbandig ansteuern. Aufgrund der günstigen und vielfältigen Verfügbarkeit von 785 nm im Vergleich zu 780 nm Laserdioden ist ein solcher erweiterter Aufbau ebenfalls hervorragend geeignet für die SPIN [38].

• Titan:Saphir (Ti:Sa)-Laser

Der Ti:Sa-Laser ist ein Festkörperlaser, welcher im breiten Wissenschaftsfeld seine Anwendung findet. Das Verhalten von Ti:Sa-Lasersystemen ist daher mittlerweile gut verstanden. Seine Vorteile liegen in den hohen Leistungen von bis zu einigen Watt und der hohen Durchstimmbarkeit der Wellenlänge von 690 nm bis 900 nm. Auch sind mit diesem System Laserpulslängen bis in den Femtosekundenbereich möglich. Die Beugungsmaßzahl von diesen Lasern liegt typischerweise bei 1,1. Die Nachteile dieses Lasers liegen in seiner Größe begründet: Typische Längen von gepulsten Ti:Sa-Lasern liegen im Bereich von einigen Metern, was Repetitionsraten von < 100 MHz zulässt. Längenänderungen von wenigen Mikrometern an den einzelnen Elementen des Resonators aufgrund von z. B. Temperaturschwankungen können den Laserbetrieb stark beeinträchtigen. Durch geeignete temperaturstabilisierende Maßnahmen ist auch dieser Laser sehr gut geeignet zur Produktion von SPE.

• VECSEL

Ein vertical external cavity surface emitting laser (VECSEL) ist ein oberflächenemittierender Halbleiter ähnlich einer kantenemittierenden Laserdiode. Dieser kann durch seinen externen Resonator optisch durch einen zweiten Laser gepumpt werden. Aufgrund der Möglichkeit die Oberfläche recht groß zu gestalten, sind sehr hohe Leistungen mit diesem System möglich. Auch sind mit diesem System hohe Repetitionsraten und ultrakurze Laserpulse möglich. Die Nachteile sind allerdings der recht hohe Preis der VECSELs, da diese für bestimmte Wellenlängen derzeit nicht kommerziell erhältlich sind. Die Qualität des Strahls (M^2) hängt bei diesem Lasertyp stark von der genutzten Laserleistung ab. Sie kann in etwa zwischen 1-10 variieren. Dieser Lasertyp ist derzeit im Entwicklungsstadium

und daher recht kostenintensiv. Er zeigt allerdings großes Potential für zukünftige Weiterentwicklungen für ein Lasersystem zum Betreiben einer Quelle polarisierter Elektronen.

Aufgrund der hier gezeigten Argumente ist ein einziges Lasersystem nicht in der Lage, alle gesetzten Kriterien zum Betrieb der SPIN zu erfüllen. Allerdings kristallisieren sich der günstige SM-Diodenlaser aufgrund seiner Stabilität und der Ti:Sa-Laser aufgrund seines Pulsverhaltens, beim aktuellen Entwicklungsstand als beste Lösungen heraus. Beide Laser sind daher für den Einsatz ausgewählt worden und werden im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert, implementiert und zur Erzeugung von SPE eingesetzt.

Insbesondere ist der Ti:Sa-Laser bei Reduzierung der Instabilität prädestiniert zur Produktion von SPE. Aus diesem Grund beschäftigt sich das folgende Kapitel mit Techniken zur Langzeitstabilisierung des Ti:Sa-Lasersystems.



3 Stabilitätsoptimierung des Titan:Saphir-Lasers

Diese Kapitel stellt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Optimierungen zur Stabilitätserhöhung des Titan-Saphir-Lasers (Ti:Sa-Laser) vor. Dazu wird zu Beginn ein kurzer theoretischer Hintergrund über die Ausbreitung und Charakterisierung von Laserpulsen wiedergegeben, mit dessen Hilfe schließlich theoretische Stabilitätsuntersuchungen durchgeführt werden, die wiederum experimentell überprüft worden sind. Weiter beschäftigt sich das Kapitel mit der Temperaturstabilisierung des Ti:Sa-Resonators und schließt mit einer Zusammenfassung der erzielten Erkenntnisse.

3.1 Ausbreitung und Charakterisierung von Laserpulsen

Da diese Arbeit sich mit der Erzeugung und dem Transport von Laserpulsen beschäftigt, soll an dieser Stelle genauer auf Kenngrößen eingegangen werden.

Das elektrische Feld eines Lichtpulses lässt sich durch

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0(t)e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t + \phi(t))}$$

beschreiben. Die Funktion der Einhüllenden des Laserpulses wird durch $\vec{E}_0(t)$ wiedergegeben und kann für einen Gaußpuls durch

$$E_0(t) = E_0 e^{\left(-2\ln(2)\frac{t^2}{\tau^2}\right)}$$

mit der Pulslänge τ beschrieben werden.

Zur Beschreibung der Ausbreitung von Laserstrahlen wird die allgemeine zeitunabhängige Wellengleichung

$$(\vec{\nabla}^2 + \vec{k}^2)\vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (3.1)$$

benötigt. Hierbei bezeichnet \vec{E} das elektrische Feld welches von dem Ortsvektor \vec{r} abhängt und \vec{k} ist der Wellenvektor. Aufgrund der Beschreibung eines Laserstrahls liegt es nahe, den elektrischen Feldvektor in die x-y-Ebene zu legen und gleichzeitig anzunehmen, dass sich das elektrische Feld in Richtung der Ausbreitungsrichtung z sehr viel schneller verändert als in der senkrechten Ebene. Mit dem Ansatz

$$\vec{E}(\vec{r}) = u(\vec{r})e^{ikz} \quad (3.2)$$

und den Näherungen

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}u(\vec{r}) \ll \frac{\partial^2}{\partial x^2}u(\vec{r}) \text{ und } \frac{\partial^2}{\partial z^2}u(\vec{r}) \ll \frac{\partial^2}{\partial y^2}u(\vec{r}) \quad (3.3)$$

kann daraus die paraxiale Helmholtzgleichung

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) u(\vec{r}) + 2ik_z \frac{\partial}{\partial z} u(\vec{r}) = 0 \quad (3.4)$$

gewonnen werden. Eine analytische Lösung dieser Differentialgleichung stellen die sogenannten TEM_{n,m}-Gaussmoden

$$\begin{aligned} \text{TEM}_{n,m} = u_{n,m}(\vec{r}) = & A \frac{\omega_0}{\omega(z)} H_n \left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega(z)} \right) H_m \left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega(z)} \right) \times \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega(z)^2} \right) \\ & \times \exp \left(-i \left(kz - (m+n+1) \arctan \left(\frac{z}{z_0} \right) + \frac{\pi}{\lambda R(z)} (x^2 + y^2) \right) \right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

dar. Hierbei bezeichnet A die Amplitude des elektrischen Feldes, $\omega(z)$ ist die Strahltaile, wobei ω_0 den kleinsten Radius angibt. Die Hermite Polynome werden mit H_n bezeichnet, $z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$ ist der konfokale Parameter, $R(z)$ ist der Krümmungsradius der Wellenfront und λ die Wellenlänge des Lichts.

Für die TEM₀₀-Mode ist die Lösung mit dem komplexen Parameter $q(z)$ beschreibbar, wobei gilt:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi \omega(z)^2} \quad (3.6)$$

Die Änderung von $q(z)$ durch optische Elemente lässt sich mittels der ABCD-Matrizen [41] aus

$$q(z_2) = \frac{q(z_1)A + B}{q(z_1)C + D} \quad (3.7)$$

und den optischen Übergangsmatrizen der Form

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

berechnen. In [41] sind einige dieser Matrizen für gängige optische Elemente aufgelistet.

Bei kurzen Pulsen ist nicht nur die zeitliche, sondern auch die spektrale Energieverteilung von Interesse. Durch die Fouriertransformation

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt$$

kann das Spektrum $\tilde{E}(\omega)$ direkt ermittelt werden. Die zeitliche Intensitätsverteilung des Laserpulses folgt dann aus dem Poynting-Theorem zu

$$I(t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |E(t)|^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |E_0(t)|^2$$

und ist somit nur von der Einhüllenden $|E_0(t)|^2$ abhängig.

Entspricht die Einhüllende einer Gaußfunktion, so folgt für das Produkt zwischen Pulsbreite $\Delta\tau$ und Frequenzbandbreite $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu\Delta\tau = \frac{2\ln(2)}{\pi} = 0.4413 \quad (3.9)$$

Da die Frequenzbandbreite und die spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ direkt über

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda - \Delta\lambda/2} - \frac{c}{\lambda + \Delta\lambda/2} \stackrel{\Delta\lambda \ll \lambda}{=} \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (3.10)$$

verknüpft sind, ist erkennbar, dass für kurze Laserpulslängen ein großes Wellenlängenspektrum zu erwarten ist. Weitere Bandbreitenprodukte für alternative Pulsformen sind in Abbildung 3.1 zusammengefasst.

Form	$I(t)$	Bandbreitenprodukt $\Delta\nu\Delta\tau$
Rechteck	$I(t) = \begin{cases} 1; t \leq \Delta\tau/2 \\ 0; t > \Delta\tau/2 \end{cases}$	1
Gauss	$I(t) = \exp\left(-4\ln(2)\frac{t^2}{\Delta\tau^2}\right)$	0.4413
Sekans Hyperbolicus	$I(t) = \text{sech}^2\left(\frac{1.76t}{\Delta\tau}\right)$	0.315

Abbildung 3.1.: Zeit-Bandbreiten-Produkte für verschiedene Pulsformen

An diesen Beispielen ist zu erkennen, dass für die Charakterisierung von ultrakurzen Laserpulsen verschiedene Messgeräte zur Verfügung stehen müssen:

- **Spektrometer**

Das im Rahmen dieser Arbeit genutzte Spektrometer [42] erreicht eine Auflösung von $\Delta\lambda=0,25$ nm und ist mit einer Bandbreite von <1 nm spezifiziert. Das Spektrometer wird über einen USB-ADC¹ direkt am PC ausgelesen und bietet die Möglichkeit, gezielt auch mehrere Moden im Wellenlängenbereich von 690 nm bis 940 nm gleichzeitig zu detektieren.

- **Autokorrelator**

Der eingesetzte interferometrische Autokorrelator [43, 44] lässt Messungen von Pulsdauern von 46 fs bis 29 ps mit einer Messgenauigkeit von $<5\%$ zu. Die Daten können über eine selbstentwickelte Hardware an einem PC ausgelesen und direkt ausgewertet werden.

- **Polarimeter**

Mit dem in [45] entwickelten Polarimeter lassen sich Polarisationsgrade bis zu einer Rate von 33 Hz bei einer Wellenlänge von 780 nm mit einer Messgenauigkeit von $<0.1\%$ bestimmen. Die Datenaufnahme kann entweder direkt an einem Oszilloskop erfolgen, oder an einem PC über einen USB-ADC². Am PC kann dann auch eine automatische Auswertung der Laserpolarisation stattfinden.

¹ National Instruments NI USB-6008

² National Instruments NI USB-6259

3.2 Ti:Sa-Resonator

Zur Optimierung des Langzeitbetriebes des Ti:Sa-Resonators wird im Folgenden der Laser selbst vorgestellt, sowie die Technik zur Modenkopplung erläutert. Abbildung 3.2 zeigt dazu den Aufbau des Resonators des Ti:Sa-Lasers³. Der von links einfallende Pumpstrahl kommt von einem frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Laser⁴, welcher bei 532 nm und bis zu 18 W Laserleistung betrieben wird. Dieser wird über die Linse L1 durch einen konkaven dichroitischen Spiegel M4 in den Ti:Sa-Kristall fokussiert. Die dort entstehende Lumineszenz wird mittels der beiden Spiegel M4 und M5 im Resonator kollimiert. BP1 und BP2 sind Prismen, welche zur Dispersionskompensation innerhalb des Resonators benötigt werden. Im Speziellen ist es möglich, das Prisma BP1 aus dem Strahlengang zu entfernen. Dann kann der kollimierte Strahl am Ausgang von Spiegel M5 in den Laserpfad über Spiegel M8 zu M9 geleitet werden, was einen stabilen cw-Betrieb ermöglicht.

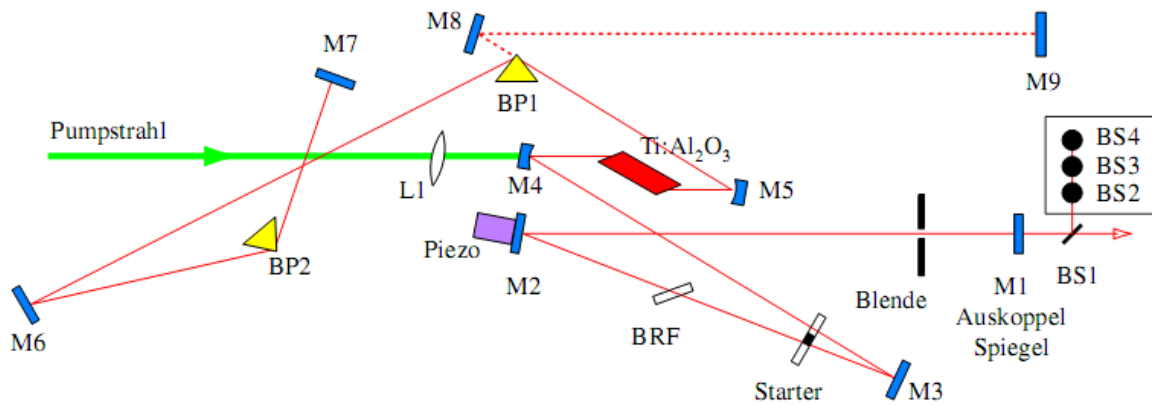


Abbildung 3.2.: Schematische Zeichnung des Ti:Sa-Resonators [46]. Die gesamte Länge beträgt 2×2 m, woraus eine Repetitionsrate von 75 MHz resultiert. Die eingezeichneten Objekte sind wie folgt definiert: M1-M9: Umlenkspiegel, wobei M4 und M5 konkave Spiegel sind, birefringent filter (BRF) zur Wellenlängeneinstellung, L1: Linse, BP1,BP2: Prismen zur Dispersionskompensation, Ti:Al₂O₃: Ti:Sa-Kristall und BS1-BS4: Strahlteiler

Der birefringent filter (BRF) auf der rechten Seite des Resonators ist ein doppelbrechender Kristall, mit dessen Hilfe es möglich ist, die Wellenlänge des Lasers einzustellen. Der Piezo-Spiegel M2 wird für die benötigte Frequenzsynchronisierung mit dem S-DALINAC benötigt. Der Starter und die Blende sind für den Pulsbetrieb nötig, da diese für das phasensynchrone Zusammenspiel aller longitudinaler Lasermode innerhalb des Resonators sorgen und somit das Modenkoppeln ermöglichen. Es gibt nun zwei verschiedene Arten, den Laser in den Pulsbetrieb zu nehmen: Zum einen ist es möglich, von einer harten Apertur, bestehend aus einem Schlitz, Gebrauch zu machen, um ungewünschte cw-Anteile herauszufiltern. Zum anderen existiert auch die Möglichkeit einer weichen Apertur, die den nichtlinearen Kerr-Effekt innerhalb

³ Coherent MIRA HP-D

⁴ Coherent VERDI V18

des Ti:Sa-Kristalls direkt ausnutzt. Im weiteren Verlauf wird auf beide Möglichkeiten im Detail eingegangen.

3.2.1 Harte Apertur

Zur Trennung eines cw- und eines gepulsten Laserstrahls dient z. B. der Brechungsindex. Aufgrund der sehr viel höheren Peakleistung eines gepulsten Laserstrahls kann der Kerr-Effekt als nichtlinearer Effekt genutzt werden. Dieser skaliert in Abhängigkeit von der Intensität:

$$n(I(t)) = n_0 + \frac{n_2 I(t)}{n_0 c_0 \epsilon_0} \quad (3.11)$$

Hierbei ist für den vorliegenden Ti:Sa-Kristall $n_0 = 1,75$ der Brechungsindex und der nichtlineare Anteil des Brechungsindexes zweiter Ordnung $n_2 = 1,6 \times 10^{-22} \text{ m}^2 \text{ V}^{-2}$ [47, 48]. Daraus resultiert auch eine Änderung der Phasengeschwindigkeit v_p des Laserstrahls:

$$v_p = \frac{c}{n(I(t))} = \frac{c}{n_0 + \frac{n_2 I(t)}{n_0 c_0 \epsilon_0}} \quad (3.12)$$

Die räumliche Intensitätsverteilung eines Gauß-Pulses bedingt nun eine große Verzögerung bei maximaler Intensität (Mitte des Strahles) und eine kleine Verzögerung am Rand des Strahles. Dieser Effekt ist gleichbedeutend zu einer Linse. Aus diesem Grund wird er auch Kerr-Linsen-Effekt genannt.

Die Kerr-Linse sorgt für eine Verkleinerung des Laserstrahls im Ortsraum, was zu einer Vergrößerung des transversalen Frequenzraums führt. Durch weitere Einschränkungen des Ortsraum kann dieser Effekt weiter verstärkt werden. Dies geschieht in klassischen Ti:Sa-Designs mit einem einfachen Spalt.

Der in dieser Arbeit genutzt Ti:Sa-Laser ist auch mit diesem Spalt ausgestattet. Der Nachteil dieser Bauart besteht in den verhältnismäßig großen Leistungsverlusten und den Beugungseffekten durch die Blende, welche die Beugungsmaßzahl M^2 beeinflusst. Ein weitaus größerer Nachteil liegt in der Stabilität des Systems: Verändert sich der Strahlengang innerhalb des Resonators nur leicht durch z. B. Temperatureffekte, so steht der genutzte Spalt nicht mehr symmetrisch um den Gaußstrahl, welches sich durch ein instabiles Verhalten beim modengekoppelten Pulsbetrieb bemerkbar macht. Um dieses Problem zu eliminieren, wird die sogenannte weiche Apertur verwendet, in welcher kein Spalt mehr benötigt wird.

3.2.2 Weiche Apertur

Durch den bereits behandelten Kerr-Linsen-Effekt wirkt der Ti:Sa-Kristall selbst als eine kleine Linse. Für eine stabile cw-Laserkonfiguration des Ti:Sa-Lasers muss der Abstand der beiden Fokussierelemente M4 und M5 gleich der Summe der Brennweiten sein. Die hierbei benötigte Stabilitätsbedingung des Resonators nach einem Umlauf lautet

$$q_{\text{end}} = q_{\text{anfang}} \quad (3.13)$$

wobei q den komplexen Parameter eines Gaußstrahls darstellt. Im Falle des Kerr-Linsen-Effektes verschiebt sich der stabile Abstand der beiden Fokussierelemente zu höheren Werten. Durch die richtige Wahl des Abstandes wird der cw-Anteil instabiler, während die Wahrscheinlichkeit der Modenkoppelung steigt. Durch gleichzeitige Anpassung des räumlichen Überlapps zwischen Pump- und erzeugtem Laserstrahl lässt sich dieser Effekt noch verstärken.

Das Prinzip der harten Apertur und der weichen Apertur ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Während im Falle der harten Apertur die Abstände der konkaven Spiegel der doppelten Brennweite entsprechen, ist im Falle der weichen Apertur der zweite Konkavspiegel zu einem größeren Abstand zum Ti:Sa-Kristall bewegt worden. Zu erkennen ist im zweiten Fall eine divergente und damit instabile Konfiguration des cw-Anteiles, während sich der gepulste Anteil nicht divergent und somit stabil verhält.

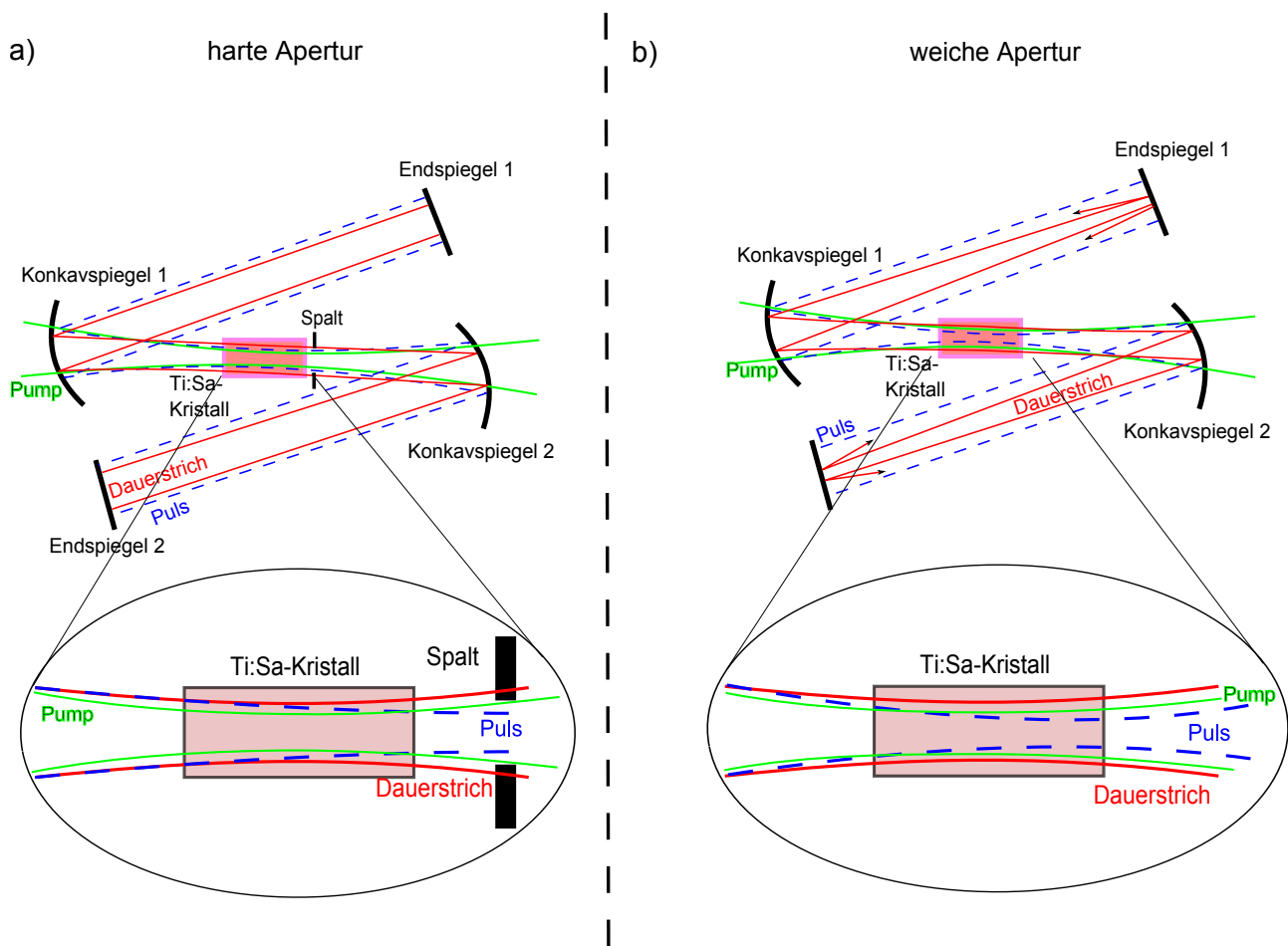


Abbildung 3.3.: Unterschiedliche Arten der Erzeugung des Modenkoppelns. (a) harte und (b) weiche Apertur. Im Fall (a) wird der cw-Anteil durch einen Spalt unterdrückt, im Fall (b) wird dies direkt im Ti:Sa-Kristall aufgrund des Kerr-Effektes und einer leicht veränderten Resonatorgeometrie erreicht.

Dieser Effekt ist im Rahmen dieser Arbeit untersucht worden. Dazu ist der Resonator in der vereinfachten Form wie oben beschrieben simuliert worden. In Abbildung 3.4 ist dazu eine schematische Übersicht sowie die einzelnen Parameter angegeben.

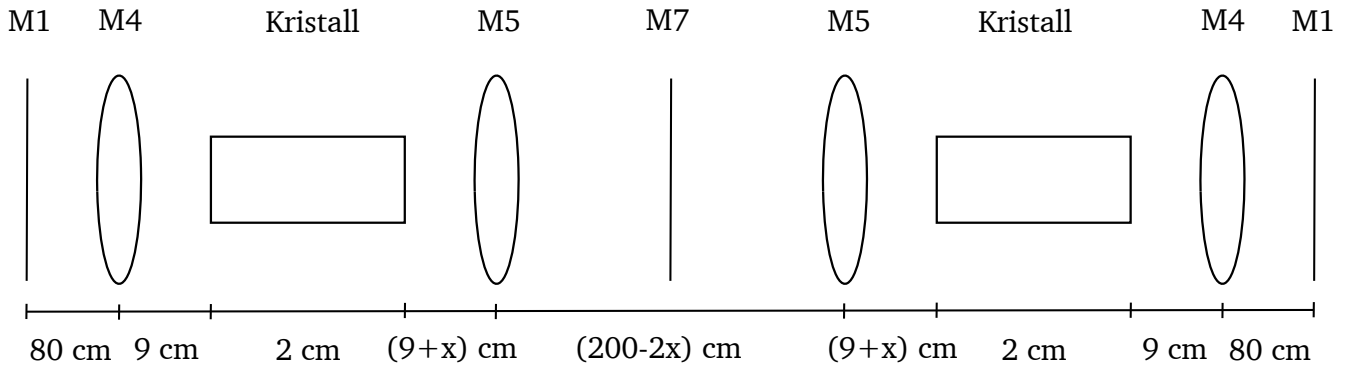


Abbildung 3.4.: Schematischer Aufbau des Resonators zur Simulation des stabilen Abstandes des Spiegels M5 im Bezug zum Ti:Sa-Kristall im Falle der weichen Apertur.

Zur Simulation ist der Gauß- q -Faktor sowie der ABCD-Formalismus unter folgenden Einschränkungen genutzt worden:

- Da der Kerr-Linsen-Effekt aufgrund der Intensitätsabhängigkeit nicht in dem ABCD-Formalismus fassbar ist, musste folgende Näherung eingeführt werden: Das transversale gaußsche Intensitätsprofil ist durch eine quadratische Intensitätsverteilung genähert worden.

$$I = I_0 \exp \left(-2 \left(\frac{r}{\sigma} \right)^2 \right) \approx I_0 \left(1 - 2 \left(\frac{r}{\sigma} \right)^2 \right) \quad (3.14)$$

Dadurch ist es möglich, die ABCD-Matrix für eine Gradienten-Index-Linse (GRIN)-Linse

$$\text{ABCD}_{\text{GRIN}}(I) = \begin{pmatrix} \cos(Kl) & \sin(Kl)/n_I K \\ -n_I K \sin(Kl) & \cos(Kl) \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

zu nutzen. Die benötigten Parameter für diese Matrix lauten [47]:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi\sigma^2} \quad (3.16)$$

$$n_I = n_0 + \frac{n_2 I_0}{n_0 c \epsilon_0} \quad (3.17)$$

$$K = \left(\frac{4n_2 I_0}{n_0 c \epsilon_0 n_I} \right)^{1/2} \frac{1}{\sigma} \quad (3.18)$$

$$(3.19)$$

Die hier angegebenen Parameter sind folgende: n_0 : normaler Brechungsindex des Ti:Sa-Kristalls, n_2 : Brechungsindex 2. Ordnung des Ti:Sa-Kristalls, c : Lichtgeschwindigkeit, ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante, σ : Strahltaille des Lasers und P die Leistung des Lasers. Durch die Intensitätsabhängigkeit muss der Ti:Sa-Kristall in mehrere einzelne Teillinsen aufgespalten werden, für die jeweils die Matrix aus der aktuellen Intensität berechnet wird.

Weiterhin sind folgende Näherungen durchgeführt worden:

- Aufgrund der Nutzung von konkaven Spiegeln entsteht innerhalb des Ti:Sa-Kristalls ein astigmatisch verteiltes Strahlprofil. Dieser Effekt wird für größere Abstände des Spiegels M5 relevanter. Ansonsten ist er innerhalb der Kleinwinkelnäherung des ABCD-Formalismus vernachlässigbar. Dieser Effekt ist in der Simulation somit nicht berücksichtigt worden.
- Nicht nur in dem Kristall, sondern auch in allen anderen optischen Elementen des Resonators ist Dispersion vorhanden, die dafür sorgt, dass sich der Laserpuls zeitlich verändert. Dies resultiert innerhalb des Kristalls in einer Abnahme der Spitzenintensität. Da ein Modenkoppeln allerdings nur durch eine korrekte Dispersionskompensation möglich ist, ist dieser Effekt ebenfalls vernachlässigt worden.
- In der Simulation wird angenommen, dass der Pumplaser soviel Leistung bereitstellen kann, wie der Ti:Sa-Laser benötigt, um ein ideales Pulsverhalten zu starten und somit eine maximale Spitzenintensität an diesem Punkt auszubilden. Da die Leistung des Pumplasers allerdings begrenzt ist, ist der Abstand des Spiegels M5 innerhalb der Berechnungen beliebig weit verschiebbar. Dieser Fehler der Simulation wird essentiell für Positionen des Spiegels M5 die größer der Idealposition des realen Systems sind.

In der Simulation ist $1/|q_{\text{anfang}} - q_{\text{end}}|^2$ in Abhängigkeit der Position von Spiegel M5 und für verschiedene mittlere Leistungen bei einer Pulslänge von 225 fs innerhalb des Resonators bestimmt worden. In Abbildung 3.5 ist der Ort des Maximums dieser Funktion für zwei verschiedene Strahldurchmesser⁵ des Resonators bestimmt worden. Der Abstand des Spiegels M5 ist dabei relativ zu der stabilen cw-Konfiguration angegeben.

Lösungen ab einer mittleren Leistung von 2,7 W und somit bei einem Abstand von $>1,5$ mm ergaben keine signifikante Veränderung des örtlichen Maximums. Allerdings veränderte sich der Strahldurchmesser nach einem Umlauf, so dass ab einer solchen Leistung oder einer größeren Position ein instabiles Verhalten zu erwarten ist.

Abbildung 3.5 zeigt außerdem eine Messung, welche am bestehenden Ti:Sa-System durchgeführt worden ist. Auch hier ist der Spiegel M5 relativ zum Ti:Sa-Kristall verschoben worden. Nach jeder Veränderung der Position des Spiegels ist der Resonator auf maximale mittlere ausgekoppelte Leistung optimiert worden. Bei einer relativen Position der Mikrometerschraube von 13 mm ist ein stabiler cw-Betrieb gefunden worden. Im Bereich von $(14,2 \pm 0,2)$ mm konnte das Modenkoppeln ohne Spalt beobachtet werden. Ab einem Abstand von 14,8 mm sank die Ausgangsleistung des Resonators.

Wird die hier getätigte Messung mit der Simulation aus 3.5 verglichen so ist zu erkennen, dass sich die Daten recht gut bis zu dem Maximum des stabilen Bereiches decken. Da die Simulation nicht leistungslimitiert berechnet wurde, ist der anschließende Abfall der Messdaten wie zu erwarten nicht in der Simulation enthalten. Die Annahme einer Pulslänge von 225 fs ist so gewählt worden, dass die mittlere Ausgangsleistung sich mit den Messdaten deckt. Eine solche Pulslänge innerhalb des Resonators ist als realistisch anzunehmen.

Damit ist für eine Position des Spiegels M5 von 14 mm bis 14,4 mm der modengekoppelte Pulsbetrieb bevorzugt zu erwarten, so dass die Puls-Stabilität erheblich erhöht werden konnte.

⁵ Der Strahldurchmesser 2σ ist auf 1 bis 1,5 mm am Ausgang des Lasers abgeschätzt.

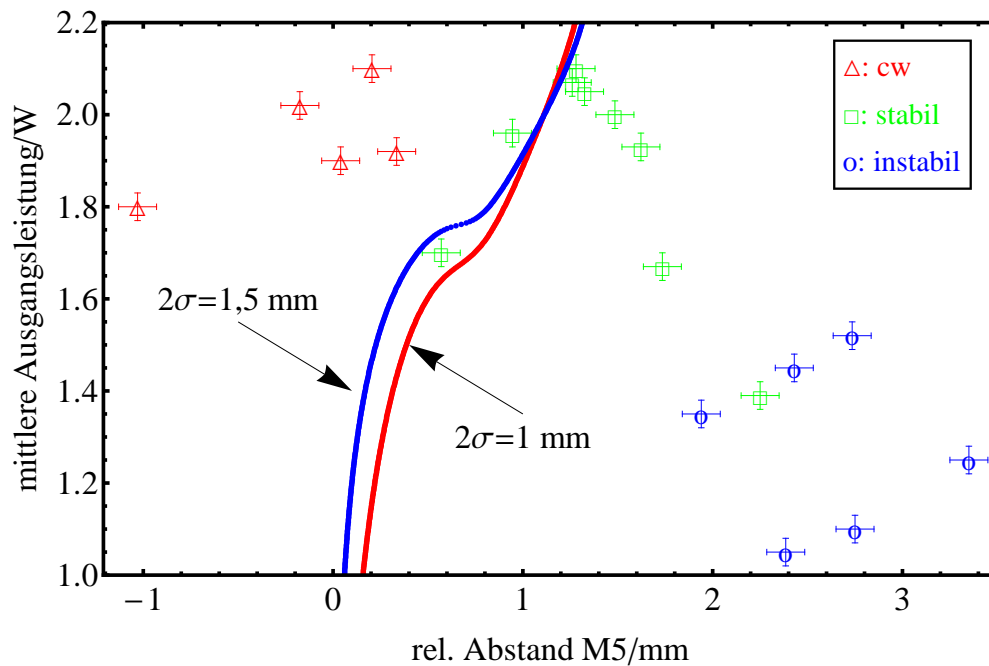


Abbildung 3.5.: Simulierter Verlauf des stabilen Modenkoppeln in Abhängigkeit von dem relativen Abstand des Spiegels M5 und der mittleren Ausgangsleistung ohne einsetztem Spalt. Die zwei Kurven sind für zwei verschiedene Strahlgrößen am Ausgang des Ti:Sa-Resonators simuliert worden. Der stabile Bereich deckt sich sehr gut mit der Simulation bis zum Maximum bei 1,4 mm. Der weitere Abfall konnte in der Simulation nicht erfasst werden, da dort keine Leistungslimitierung, so wie sie im realen System vorherrscht, enthalten war.

Dennoch wurden Änderungen in der Position des Ausgangsstrahls und somit auch Änderungen des erzeugten Laserstrahls innerhalb des Resonators beobachtet, die mit einem Übergang von gepulsten in den cw-Betrieb einhergingen. Eine mögliche Ursache können Temperaturschwankungen sein, deren Untersuchung im weiteren Verlauf dieses Kapitels beschrieben wird.

3.3 Temperaturverhalten und Stabilisierung

Temperaturschwankungen führen zu Änderungen der Resonatorgeometrie und beeinflussen damit die Parameter des Laser, wie die Modenkopplung, die Wellenlänge, die Leistung oder die Pulslänge. Die exponierte Lage des Labors, die zentral gesteuerte Heizung sowie weitere temporäre Wärmequellen wie z. B. Personen oder die Beleuchtung, resultieren in kurz- und langfristigen Fluktuationen der Temperatur. Da sich diese nur mit erheblichem baulichen Aufwand grundlegend reduzieren lassen, wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht nur eine mehrfach gestufte Wärmeisolation durchgeführt, sondern darüber hinaus auch das Lasersystem aktiv gekühlt. Das Lasersystem muss hierbei nicht nur ein stabiles Modenkoppeln gewährleisten, sondern auch ein stabiles Regeln der Repetitionsrate und der Phase im Bezug zum S-DALINAC zulassen. Des Weiteren muss im Hinblick auf einen spinpolarisierten Elektronenstrahl die Wellenlänge konstant bleiben, damit keine Fluktuation des Polarisationsgrades der SPE entsteht. Da in diesem Kapitel Bezug zu unterschiedlichen Laborabschnitten genommen wird, ist das gesamte Labor in

Abbildung 3.6 dargestellt.

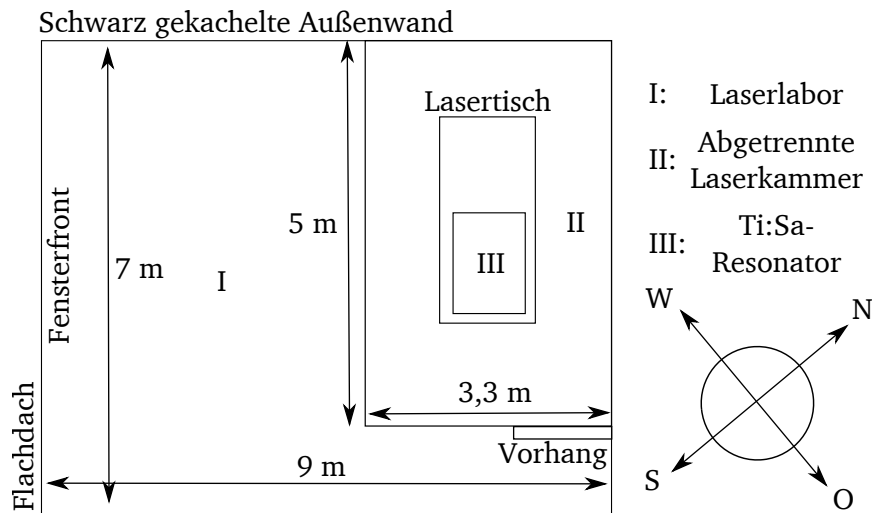


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung des Laserlabors. Das gesamte Labor wurde zum Zweck der Temperaturstabilisierung in drei Unterabschnitte unterteilt. Die Laserkammer II wird durch einen separaten Raum sowie einen Vorhang vom restlichen Labor I getrennt. Innerhalb der Laserkammer steht der optische Tisch, auf welchem der Ti:Sa in einer speziellen Styroporbox III untergebracht ist. Die Fensterfront ist Richtung Südwesten ausgerichtet.

3.3.1 Weitere Stabilisierung der Modenkopplung

Die Stabilität der Modenkopplung und auch aller anderer Laserparameter hängt sehr präzise von der Ausrichtung und der Position der einzelnen Elemente des Resonators ab. Driften diese aufgrund von Temperatureffekten, so wird der modengekoppelte Pulsbetrieb des Lasers instabil. In Abbildung 3.7 ist der Temperaturverlauf des Laserlabors (Bereich I) innerhalb von zwei Wochen in der Sommerzeit und in der Winterzeit dargestellt. In den Graphen sind klar die Tag/Nacht-Zyklen sowie die Wochenenden zu erkennen. Über die Spitzen hinaus ist auch ein globaler Trend zu beobachten, der allerdings sehr viel schwächer ausfällt. Für den Sommerfall ist eine maximale Temperaturänderung innerhalb des Bereiches I von 12 K beobachtbar, im Falle des Winters ist die maximale Änderung kleiner, beträgt aber immer noch 6 K. Diese Messungen sind mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ K aufgenommen worden.

Aufgrund der starken kurzzeitigen Schwankungen ist innerhalb des Laserlabors ein Teilbereich (Bereich II) um das Lasersystem errichtet worden. Der Vorteil dieser Konstruktion besteht darin, dass sich in Bereich II einfacher ein stabiles Gleichgewicht erstellen lässt, da die Wände die globale Änderung des Laserlabors dämpfen. Leider konnte der Raum aufgrund von Brandschutzbestimmungen nicht geschlossen aufgebaut werden. Ein Laserschutzvorhang trennt die beiden Laborbereiche. Daraus folgt eine ständige Luftzirkulation zwischen dem Labor und dem Laserraum.

Ebenfalls ist in Abbildung 3.7 der Temperaturverlauf für den Laserraum (Bereich II) dargestellt worden. Hier zeigt sich, dass der globale Trend des Labors erhalten bleibt, die kurzfristigen Schwankungen aber gedämpft werden. Die maximale Änderung im Sommer betragen in diesem

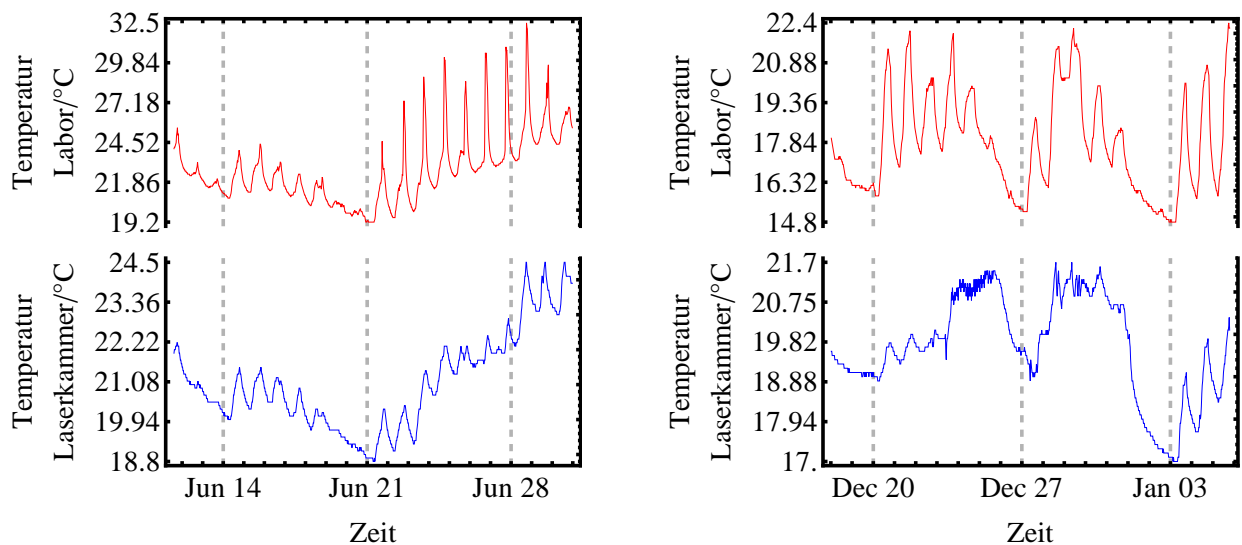


Abbildung 3.7.: Temperaturschwankungen innerhalb des Laserlabors (I) und der Laserkammer (II). Im Linken Teilbild ist dies für den Sommer dargestellt, im rechten für den Winter. Es sind klare Tag-Nacht-Zyklen erkennbar. Auch ist zu sehen, dass die Amplituden der Temperaturdrifts in der Laserkammer (II) etwa um einen Faktor zwei gedämpft werden, im Vergleich zum Laserlabor (I).

Fall nur noch 6 K und im Winter 2 K. Für einen Langzeitbetrieb des Modenkoppelns war dies allerdings noch nicht ausreichend.

Zur weiteren Stabilisierung galt es daher, die Temperatur in der Nähe des Laserresonators (Bereich III) zu fixieren. Der Laser wird durch zwei Wasserkühlkreisläufe gekühlt. Der erste Kreislauf kühlt eine Unterbodenplatte des Pumplasers bei 18 °C, während der zweite Kreislauf den Ti:Sa-Kristall auf 16 °C stabilisiert. Beide Temperaturen werden durch den Hersteller empfohlen und beruhen auf Erfahrungen.

Zur Verbesserung sind im Rahmen dieser Arbeit Styroporplatten um das Lasersystem aufgebaut und im Inneren des resultierenden Kastens wassergekühlte Radiatoren aufgestellt worden. Als Kühlkreislauf wird der Kreislauf des Ti:Sa-Kristalls genutzt. Die Laufrichtung des Wassers ist so eingestellt worden, dass der Kristall zuerst umspült wurde. Durch eine einfache Heizung und eine 2-Punkt-Regelung ist darüber hinaus der Raum auf $(24,7 \pm 0,3)$ K stabilisiert worden, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Der Langzeitdrift von maximal 2 K des Labors ist in der Laserkammer nicht mehr zu erkennen. Dafür kristallisiert sich das An- und Abschalten der Temperaturregelung klar heraus. Die gemessene Temperatur innerhalb des Styroporkörpers ergab eine Temperaturstabilisierung von $<0,2$ K, wobei hier allerdings die Messauflösung der Detektoren von 0,1 K eine große Rolle spielt. Mit diesen simplen Maßnahmen konnte ein stabiles (dauerhaftes) Modenkoppeln über mehrere Wochen beobachtet werden.

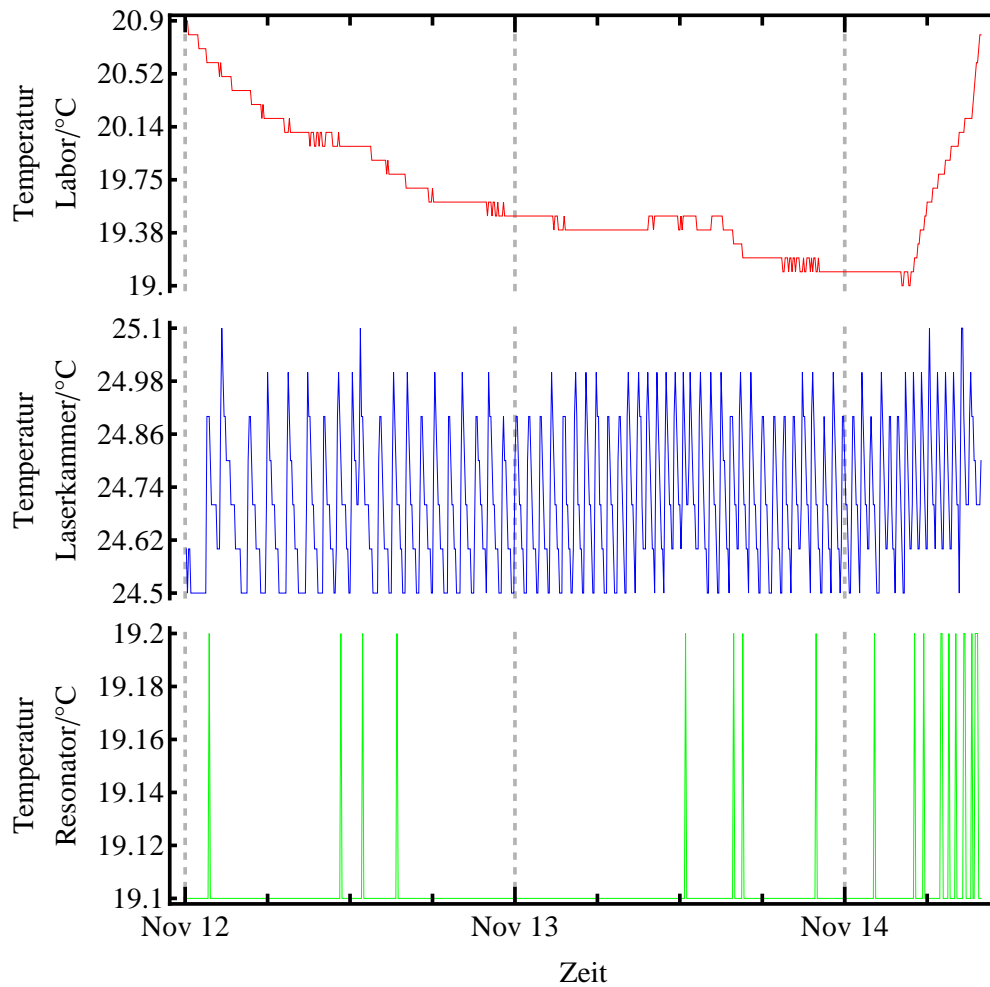


Abbildung 3.8.: Temperaturstabilisierung des abgetrennten Laborbereichs (Ti:Sa-Raumtemperatur) durch einen einfachen Heizstrahler auf etwa $\pm 0,3$ K. In Rot ist im Vergleich die Labortemperatur dargestellt. Während der gesamten Zeit war die Temperaturdifferenz des in Styropor eingepackten Ti:Sa-Lasersystems kleiner als 0,1 K.

Eine weitere wichtige Komponente des Lasersystems ist die Frequenz- und Phasenstabilisierung⁶. Diese sorgt für eine Synchronisation der 75 MHz Repetitionsrate des Ti:Sa-Lasersystems mit der 3 GHz Fundamentalfrequenz des S-DALINAC. Für dieses System ist nicht nur eine Langzeitstabilität des Modenkoppels vonnöten. Auch kurzfristige Schwankungen wie z. B. Vibrationen können für einen Ausfall des Regelsystems sorgen. Details zu diesem kommerziellen System sind in Anhang B zu finden. Im weiteren Verlauf wird die Stabilität dieses Systems überprüft und weitere Optimierungen für das Lasersystem angegeben.

3.3.2 Stabilitätsbetrachtungen der Frequenz- und Phasenregelung

Durch die Synchronisierung des Ti:Sa-Lasers mit den Beschleunigerstrukturen des S-DALINAC traten weitere Problemstellungen in Bezug auf einen Langzeitbetrieb von SPIN auf. Trotz der im

⁶ Coherent Synchrolock AP

letzten Abschnitt vorgestellten hohen Temperaturstabilität von $<0,1\text{ K}$ war es nicht möglich das Lasersystem über mehrere Stunden zu synchronisieren. Eine Störung des elektronischen Teils durch Temperatureffekte ist dabei auszuschließen. Diese produzieren im schlimmsten Falle Phasendriffs oder ein höheres Phasenrauschen der Regelung. Problematisch erscheint eher das Ausfallen des Modenkoppelns für wenige Millisekunden, woraufhin die Regelung neu gestartet werden muss. Dies ist zwar aufgrund der Anbindung an das Kontrollsystem des S-DALINAC recht einfach, kann allerdings den Experimentierbetrieb erheblich stören. Zur Verringerung des Problems ist daher die Temperatur weiter stabilisiert worden.

Der optische Tisch kann als die größte Wärmebrücke in das styroporumantelte System identifiziert werden. Aus diesem Grund ist der Laser auf eine separate Aluminiumplatte gesetzt worden, dessen Unterseite über Kupferrohre mit dem optischen Tisch verbunden sind. Auf diese Platte sind sowohl Ti:Sa-Laser als auch der Pumplaser aufgesetzt worden.

Die Kupferrohre wurden vorerst mit dem hausinternen, stabilisierten Kühlsystem durchflutet. Die Stabilität des Kühlwassers konnte auf der Platte mittels eines PT100-Elementes auf $<0,03\text{ K}$ bestimmt werden. Der Betrieb des Lasers ist allerdings alle 12 h zusammengebrochen, da sich die Temperatur schlagartig um etwa $0,07\text{ K}$ änderte. Dieser Effekt liegt darin begründet, dass die Kühlwasseranlage aus zwei einzelnen Systemen besteht, die alle 12 h den Betrieb wechselten.

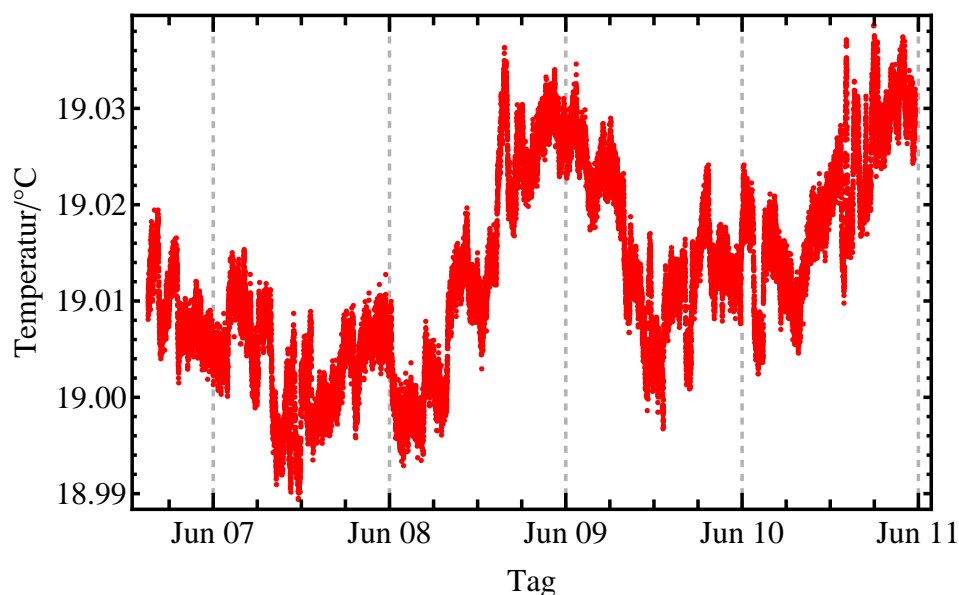


Abbildung 3.9.: Temperaturverhalten des in Styropor gekleideten Ti:Sa-Lasersystems nach Stabilisierung der Bodenplatte durch eine separate Wasserkühlung. Die Temperaturdifferenz ist kleiner 0.03 K über mehrere Tage.

Aus diesem Grund ist eine weitere Wasserkühlung⁷ eingerichtet worden. Diese ist als Puffer zwischen der Hausanlage und dem Lasersystem installiert. Ein PT100-Temperaturfühler auf der Aluminiumplatte fungiert hierbei innerhalb der Styroporbox als Messsensor für die interne Regelung der Wasserkühlung. Mit Hilfe dieser ist eine Temperaturstabilisierung von $<0,04\text{ K}$ über 1 Woche erreicht worden, wie es in Abbildung 3.9 zu erkennen ist.

⁷ HEC003-W5A-FL der Firma SMC

Der hier zur Messung verwendete ADC⁸ ist nominell in der Lage, Temperaturdifferenzen unterhalb bis zu 1 mK zu detektieren. Es sind allerdings auch hier Spannungsdrifts aufgrund von Temperaturschwankungen von einigen mV zu erwarten. Daraus resultiert ein abgeschätzter Fehler der Temperaturmessung von etwa 10 mK. Zur Unterscheidung der realen Temperaturänderungen innerhalb des Resonators sollten andere Verfahren genutzt werden. Es zeigt sich im Folgenden, dass der Laser selbst ein geeignetes Messsystem darstellt.

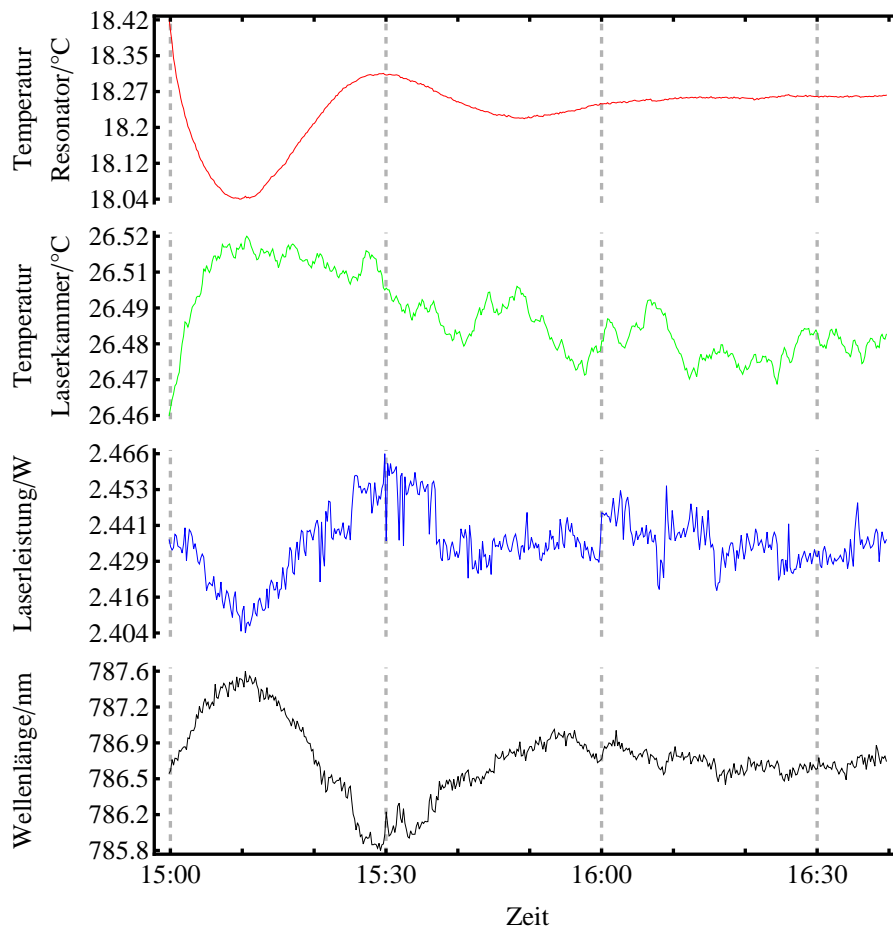


Abbildung 3.10.: Abhängigkeiten der verschiedener Laserparameter von der Temperatur

Mit Hilfe des Einschwingvorgangs der wassergekühlten Aluminiumplatte sind die Leistung und die Wellenlänge des Lasers in Abhängigkeit der Temperatur über die Zeit gemessen worden. Abbildung 3.10 zeigt diese Messung, während Tabelle 3.1 die dazu passende Korrelationsmatrix angibt. Es ist eine 60%ige Übereinstimmung des Verlaufs der Temperatur des Resonators im Vergleich zur Laserraumtemperatur zu erkennen. Zu sehen ist weiterhin eine Korrelation zwischen Laserleistung und Resonatortemperatur von 86 %. Eine Änderung der Temperatur um 0,3 K resultiert in einer Änderung von 2 % in der Laserleistung. Ähnlich verhält es sich mit der Wellenlänge. Dort resultiert eine gleiche Temperaturänderung in einer Wellenlängenänderung von 2 nm. Während des Einschwingvorgangs konnte darüber hinaus keine stabile Frequenz- und Phasenstabilisierung gestartet werden.

⁸ National Instruments NI USB-6259

	Temperatur Resonator	Temperatur Laserkammer	Laserleistung	Wellenlänge
Temperatur Resonator	1	-0,6	-0,86	0,71
Temperatur Laserkammer	-0,6	1	0,22	-0,18
Laserleistung	-0,86	0,22	1	-0,75
Wellenlänge	0,71	-0,18	-0,75	1

Tabelle 3.1.: Korrelationsmatrix der aus Abbildung 3.10 dargestellten Messkurven. Es ist eine hohe Korrelation zwischen Resonatortemperatur und Laserleistung sowie der Wellenlänge zu verzeichnen.

Die hier angegebenen Laserparameter zeigen in beiden Fällen eine nur noch maximal 22 %ige Korrelation mit der Temperatur der Laserkammer. In einer weiteren Messung der Pulslänge im Bezug zur Temperatur resultierten dahingehend andere Ergebnisse.

	Pulslänge	Temperatur Laserkammer	Temperatur Resonator
Pulslänge	1	0,81	-0,1
Temperatur Laserkammer	0,81	1	-0,15
Temperatur Resonator	-0,1	-0,15	1

Tabelle 3.2.: Korrelationsmatrix der aus Abbildung 3.11 dargestellten Messkurven. Es ist eine hohe Korrelation zwischen Temperatur der Laserkammer und Laserpulslänge zu verzeichnen.

Abbildung 3.11a zeigt die Variation der Pulslänge über 30 h. Zu sehen sind Pulslängendifferenzen von 340 fs bis hinunter zu 200 fs. Die Messung ist von Anpassungsfehlern der Autokorrelator-Software bereinigt worden. Dies ist am Ende der Messung recht gut zu erkennen, da dort die Anzahl der genutzten Punkte stark abnimmt. In 3.11b ist der Temperaturverlauf zu diesem Zeitpunkt im Labor ebenfalls dargestellt. In Tabelle 3.2 ist die zu dieser Messung passende Korrelationsmatrix angegeben. Es ist eine 81 %ige Korrelation zwischen Pulslänge und Laserlabor-Temperatur zu verzeichnen.

Innerhalb des Resonators ist ein starkes Anwachsen der Temperatur um 14:00 Uhr zu erkennen. Dieser Anstieg ist durch einen Ausfall der Hauskühlwasseranlage zu erklären, welche den eingesetzten Wasserkühlkreis der Aluminiumplatte beeinflusst. Die hier genutzte Regelung ist in der Lage die Temperatur auch nach einem Ausfall der Regelung wieder anzugleichen. Dieser Ausschlag hat allerdings nur minimale Auswirkungen auf die Pulslänge. In 3.11d ist der resonatorinterne Verlauf noch einmal detaillierter dargestellt. Es ist zwar auch hier ein Temperaturabfall zu verzeichnen, allerdings ist die Korrelation zwischen diesem und der Pulslänge mit 10 % verhältnismäßig klein. Da der Autokorrelator aufgrund seines Aufbaus nur minimal von der Außentemperatur abhängt, ist anzunehmen, dass die Laserdioden, welche den Pumplaser betreiben, durch Temperaturänderungen driften und somit dem Ti:Sa-Laser eine Tendenz zu höheren oder niedrigeren Pulslängen aufzwingen.

In Tabelle 3.3 sind die in diesem Kapitel erzielten Ergebnisse noch einmal zusammengefasst worden. Durch die letztlich erreichte Stabilität von $\pm 0,015$ K, ist ein langzeitstabiler Frequenz-

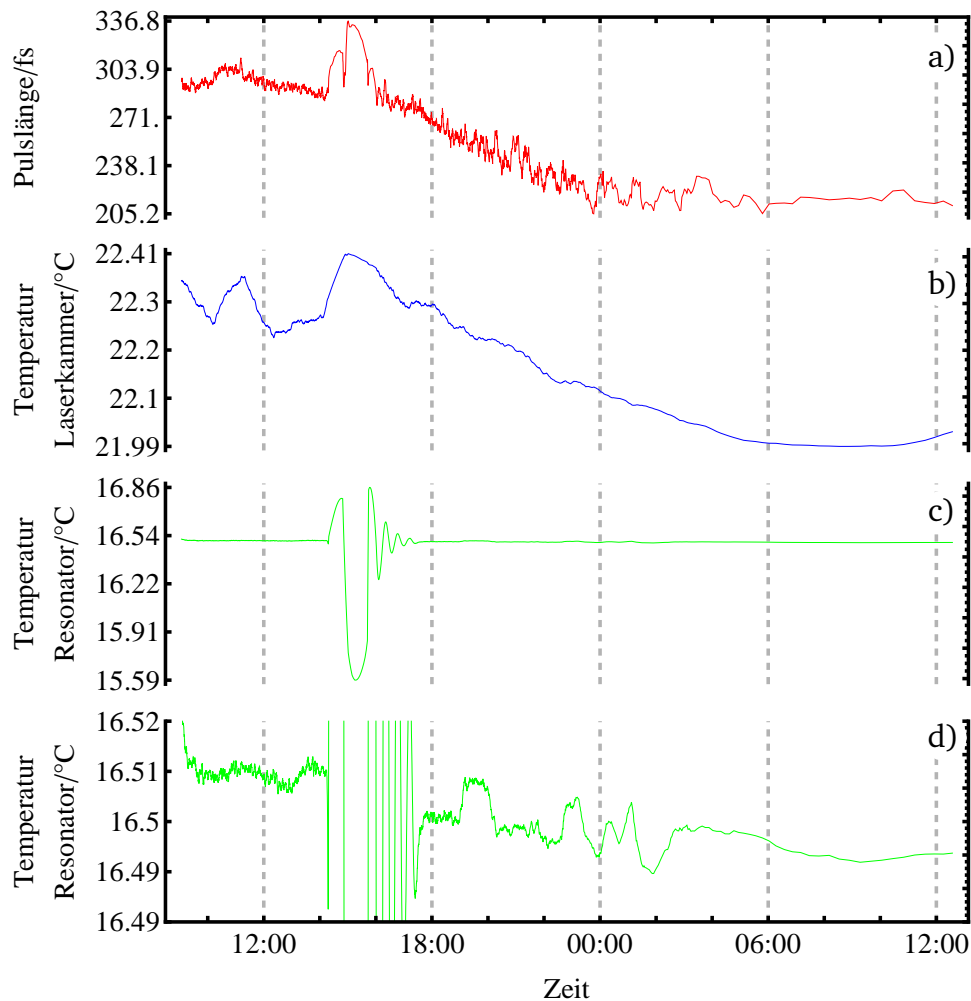


Abbildung 3.11.: a) Langzeitmessung der Pulselänge des Ti:Sa-Lasersystems mit dem Autokorrektor. Der Temperaturverlauf in der Laserkammer ist in b) und des Resonators in c) dargestellt. Abbildung d) ist der vergrößerte Bereich von Abbildung c). Es ist eine klare Korrelation zwischen Pulslänge und Raumtemperatur erkennbar.

und Phasenlock möglich, mit dessen Hilfe ein stabiler SPE über mehrere Tage gewährleistet werden kann. Die dabei fortwährende Pulsschwankung stellt für den Betrieb der SPIN keine Probleme dar, da die Laserpulslängen sehr viel kleiner sind als die dadurch erzeugten Elektronenbunche von wenigen Pikosekunden. Allerdings haben die Pulslängen Auswirkungen auf den Strahltransport von dem Laserlabor zur SPIN. Daher wird im folgenden Kapitel diese Problematik noch einmal aufgegriffen.

Durchgeführte Maßnahme	$\Delta T_{\max}/K$	Langzeitstabilität
Laserlabor (I) ohne Änderung	± 6	
Abgetrennte Laserkammer	± 3	
Styroporkasten um Laseresonator	$\pm 0,5$	
Kühlsystem innerhalb des Styroporkastens	$\pm 0,15$	stabiles Modenkoppeln
Temperaturstabilisierung der Laserkammer	$\pm 0,1$	
Temperaturstabilisierte Unterbodenplatte	$\pm 0,015$	+ stabile Frequenz- und Phasenregelung

Tabelle 3.3.: Zusammenfassung der durchgeführten Maßnahmen zur Langzeitstabilität des Ti:Sa-Lasersystems. Ab einer stabilen Temperatur des Resonators von $\pm 0,15 K$ ist ein stabiles Modenkoppeln zu verzeichnen. Durch eine Verringerung der Temperaturdrifts um einen Faktor 10, ist auch eine stabile Frequenz- und Phasenregelung möglich.



4 Transport von gepulsten Laserstrahlen

Die in dieser Arbeit genutzten Lasersysteme sind in einem etwa 40 m von SPIN entfernten Raum untergebracht. Gründe dafür waren ein strahlungsfreier Ort, kontinuierlicher Zugriff auf das Lasersystem und eine vereinfachte Temperaturstabilisierung des Gesamtsystems.

Zur Übertragung des Laser sind zwei verschiedene Szenarien vorgesehen worden: Zum einen wird der Laserstrahl über einen 50 m langen polarisationserhaltenden Einmoden-Lichtleiter übertragen und zum anderen ist ein direkter Freistrahls-transport über Spiegel möglich.

Dieses Kapitel befasst sich daher mit dem lichttechnischen Aufbau am Ort des Laserlabors, dem Transport zu SPIN und der Aufbereitung des Laserstrahls zur Produktion von SPE in der Beschleunigerhalle.

4.1 Optischer Aufbau am Ort des Laserlabors

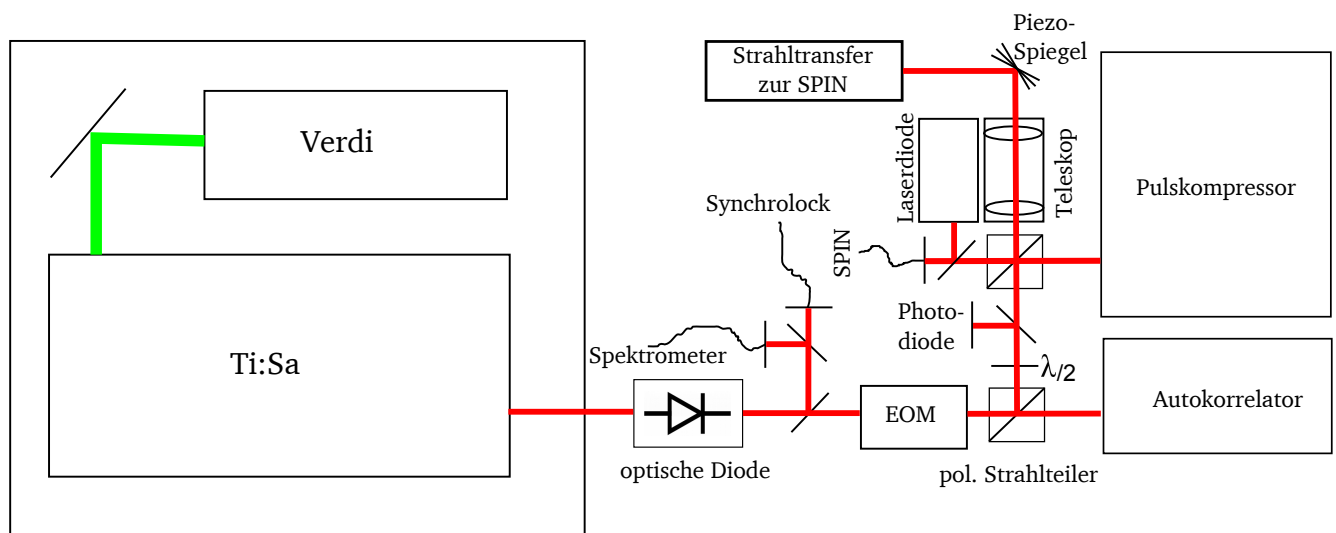


Abbildung 4.1.: Lichttechnischer Aufbau im optischen Labor: Der Ti:Sa-Laser, welcher durch einen V18 Verdi gepumpt wird, ist in einem Styroporkasten untergebracht. Der austretende Laserstrahl wird über einige optische Elemente in den optischen Freistrahls-transport oder über einen Lichtleiter zur SPIN geleitet. Mit Hilfe eines Klappspiegels kann die Laserdiode mit dem Hauptstrahl überlagert werden. Zur Kontrolle der Laserparameter werden Teile des Strahls in den Autokorrelator, sowie über Lichtleiter in das Spektrometer und in die Frequenz- und Phasenregelung geleitet.

In Abbildung 4.1 ist der optische Aufbau im Laserlabor schematisch dargestellt. Das genutzte Ti:Sa-Lasersystem und der dafür benötigte Pumplaser sind in der linken abgetrennten Box dargestellt. Diese ist thermisch von dem restlichen Raum isoliert. Der hinaustretende Laserstrahl wird durch eine optische Diode geleitet, um Störungen des Ti:Sa-Resonators durch Rückreflexe

zu vermeiden. Danach werden 4 % des Strahles zu Messzwecken ausgekoppelt. Ein Teil wird als Rückkopplung für die Frequenz- und Phasenregelung¹ (siehe Anhang B) genutzt und ein weiterer Teil wird über einen Lichtleiter in das Spektrometer zur Wellenlängenmessung geleitet. Der Hauptstrahl passiert danach einen elektrooptischen Modulator (EOM) sowie einen Polarisator. In Kombination mit einer weiteren Photodiode kann so die an SPIN zur Verfügung stehende Laserleistung variiert und stabilisiert werden. Aufgrund der harmonischen nichtlinearen Übertragungsfunktion des EOMs, ist es mit diesem System nicht möglich, gleichzeitig die Leistung des Lasers zu stabilisieren und die Ausgangsleistung variabel zu halten. Daher ist eine motorisierte $\lambda/2$ -Platte² vor dem zweiten Polarisator in den Strahlengang eingefügt worden. Mit ihrer Hilfe ist es möglich, eine langsame Änderungen der Laser-Intensität an der Quelle zu erzeugen und darüber hinaus den optischen Weg für zwei unterschiedlichen Laserpfade im Aufbau zu variieren. Die zwei Wege werden folgendermaßen genutzt:

- Zum einen kann der Laserstrahl in den Aufbau des Pulscompressors geleitet werden. Der dort zurück reflektierte Strahl wird anschließend über den Polarisator in einen Lichtleiter eingekoppelt, welcher zur Kathode geführt wird. Weitere Informationen zu diesem System finden sich in Kapitel 4.2.5.
- Zum anderen ist es möglich den Laserstrahl über ein Teleskop und einen Piezospiegel in den Freistrahls-Transfer zu lenken. Auch dieser endet am Ort der Kathode. Weitere Informationen hierzu finden sich in Kapitel 4.3.

Durch einen Klappspiegel ist es möglich die SM-Laserdiode³ über den Lichtleiter ebenfalls zur Kathode zu leiten. An der Stelle des ersten Polarisators wird darüber hinaus noch ein Teilstrahl in den Autokorrelator ausgekoppelt um Pulslängenschwankungen zu detektieren.

Im Folgenden wird auf die beiden genutzten optischen Transfersysteme dieser Arbeit und deren Eigenarten eingegangen. Der erste Teil beschäftigt sich dabei mit der Übertragung und den Problemstellungen eines gepulsten Laserstrahls über einen Lichtleiter. Der zweite Abschnitt behandelt dagegen den optischen Freistrahls-Transfer und die damit verbundene Laserstrahl-Lage-Stabilisierung.

4.2 Lichtleiter

Zur Übertragung von Licht über weite Strecken, werden für gewöhnlich Lichtleiter verwendet. Diese sind in verschiedenen Arten kommerziell zu erhalten:

- Vielmoden-Lichtleiter
Vielmoden Lichtleiter besitzen einen relativ großen Kern (einige hundert Mikrometer). Durch diesen Kern lassen sich hohe Lichtleistungen mit geringen Verlusten über weite Strecken transferieren. Die Übertragung findet hierbei durch Totalreflexion an den Rändern des Kerns statt. Ein Nachteil eines solchen Mediums liegt in der hohen Anzahl an transversalen Moden am Ausgang des Lichtleiters und des damit verbundenen schlechten

¹ Coherent Synchrolock AP

² Thorlabs PRM1Z8E

³ Der benutzte Lasertreiber besitzt einen sehr rauscharmen Treiberchip. Das Design stammt aus der Gruppe von Herrn Prof. Walther IAP TU-Darmstadt [39].

Strahlprofils. Des Weiteren lassen sich ultrakurze Lichtpulse aufgrund der Modendispersion nur schwer bis gar nicht übertragen. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Art von Lichtleiter nur bei pulsunkritischen Messungen wie der Detektion z. B. der Wellenlänge verwendet.

- Einmoden-Lichtleiter

Einmoden-Lichtleiter besitzen im Gegensatz zu den Vielmoden-Lichtleiter einen sehr viel kleineren Kern. Dieser liegt in der Regel in der Größenordnung der verwendeten Wellenlänge. Die Übertragung des Lichtes findet nicht mehr über Totalreflexion statt, sondern vielmehr wird die einzelne Mode direkt durch den Lichtleiter transferiert. Das resultierende Strahlprofil ist eine TEM_{00} -Mode. Dieser Vorteil ist aber zugleich auch ihr Nachteil: Um möglichst viel Laserleistung einkoppeln zu können, wird am Eingang eine TEM_{00} -Mode benötigt. Ist dies nicht der Fall, ist mit Intensitätsverlusten zu rechnen. Typische Einkoppeleffizienzen der in dieser Arbeit genutzten Laser liegen bei etwa 30-50 % der Eingangsleistung. Die Pulsverbreiterung aufgrund von Modendispersion ist bei Einmoden-Lichtleitern sehr viel kleiner als bei Vielmoden-Lichtleitern. Damit sind diese prinzipiell zur Übertragung von ultrakurzen Lichtpulsen geeignet.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Polarisation des Laserlichtes. Aufgrund der Nutzung von polarisationssensitiven Elementen am Ausgang des Lichtleiters resultiert eine Polarisationsänderung direkt in einer Intensitätsänderung.

Bei einfachen Einmoden-Lichtleitern variiert die Polarisation am Ausgang in Abhängigkeit der Lage und Form des Lichtleiters. Durch Vorgabe einer ausgezeichneten Richtung im Kern der Faser kann die Polarisation allerdings in einer Richtung ausgerichtet werden und behält dadurch auch nach größeren Temperaturschwankungen⁴ ihre Orientierung. Im Rahmen dieser Arbeit ist daher ein polarisationserhaltender Einmoden-Lichtleiter⁵ zur Übertragung der ultrakurzen Pulse gewählt worden.

Aufgrund der kleinen Strahlquerschnitte und der hohen Pulsspitzenleistungen in Lichtleitern sind sowohl zeitliche als auch spektrale Veränderungen ultrakurzer Laserpulses zu erwarten. Im Folgenden wird auf diese Effekte eingegangen und diskutiert, inwiefern diese den Betrieb von SPIN beeinträchtigen.

4.2.1 Chromatische Dispersion

Infolge der spektralen Verteilung des Pulses erfahren optische Pulse in Medien mit einem wellenlängenabhängigen Brechungsindex $\frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \neq 0$ eine Phasenverzerrung. Es wird im Allgemeinen zwischen Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit unterschieden. Erstere ist durch das Verhältnis aus Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c und Brechungsindex $n(\lambda)$ angegeben.

$$v_p = \frac{c}{n(\lambda)}, \quad (4.1)$$

⁴ Temperaturschwankungen erzeugen lokale Änderungen im Brechungsindex des Lichtleiters und verändert damit seine Eigenschaften.

⁵ 50 m PM780-HP der Firma Thorlabs im Wellenlängenbereich von (770-1100) nm

zweiterer berechnet sich über die Phasengeschwindigkeit und der Variation des Brechungsindex mit der Wellenlänge zu

$$v_g = v_p \left(1 + \frac{\lambda}{n(\lambda)} \frac{\partial n(\lambda)}{\partial \lambda} \right). \quad (4.2)$$

Allerdings bewirkt eine lineare Veränderung der Phasengeschwindigkeit nur eine zeitliche Verschiebung des Pulses. Die Änderung der Gruppengeschwindigkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge bewirkt dagegen Effekte, die den Puls nicht nur auseinanderziehen, sondern auch gänzlich verändern können.

Von group velocity dispersion (Gruppengeschwindigkeitsdispersion) (GVD) bzw. group delay dispersion (Gruppenlaufzeitdispersion) (GDD)

$$\text{GDD} = \text{GVD} \cdot L_{\text{Material}} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) L_{\text{Material}} \quad (4.3)$$

wird gesprochen, wenn alle höheren Ordnungen von $\frac{d^k n(\lambda)}{d\lambda^k} = 0$ für $k > 2$ sind, für eine Länge des Materials von L_{Material} . Mit Hilfe dieses Parameters lässt sich eine resultierende Pulslänge τ_{neu} aus einer Eingangspulslänge τ auf folgende Art [49] berechnen

$$\tau_{\text{neu}} = \frac{\sqrt{\tau^4 + 16 \ln(2)^2 \text{GVD}^2 L_{\text{Material}}^2}}{\tau}. \quad (4.4)$$

4.2.2 Selbstphasen-Modulation

Die Selbstphasen-Modulation (SPM) ist ein nichtlinearer Effekt der Polarisierung 3. Ordnung und wird auch als Kerr-Effekt bezeichnet. Hier skaliert der Brechungsindex, wie schon in Gleichung (3.11) gezeigt, mit der Intensität:

$$n(I(t)) = n_0 + \frac{n_2 I(t)}{n_0 c_0 \epsilon_0} \quad (4.5)$$

Dieser zeitabhängige Term sorgt genauso wie der wellenlängenabhängige Teil in der chromatischen Dispersion für eine zeitliche Dispersion des Signals. Die einzelnen optischen Frequenzen werden durch ihre Nachbarfrequenzen moduliert, welches wiederum zu neuen Frequenzanteilen im Signal führt. Das gesamte Spektrum des Laserpulses wird somit im Falle eines symmetrischen Eingangspulses symmetrisch vergrößert.

Angesichts des größeren Spektrums ist es sogar möglich, kürzere Lichtpulse durch einen Puls-kompressor (siehe Kapitel 4.2.5) zu erhalten, als dies vor der Selbstphasenmodulation möglich gewesen wäre.

4.2.3 Streueffekte in transparenten Medien

In optisch transparenten Medien treten nicht nur Kerr-Effekte auf, sondern auch Streuprozesse, wie die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) oder die stimulierte Raman-Streuung (SRS).

Beide Effekte sorgen für einen Leistungstransfer zwischen den unterschiedlichen Frequenzanteilen oder für Reflexionen innerhalb des Mediums.

Unter SBS wird das Streuen von Photonen an akustischen Wellen verstanden. Temperaturdifferenzen in einem optischen Medium sorgen für Brechungsindexänderungen, die zu Dichtemodulationen im Material führen. An diesen Stellen kann Licht gestreut werden. Durch die kleinen Unterschiede im Brechungsindex ist diese Streuung allerdings ungerichtet und recht gering, so dass sie bei kleinen Intensitäten nicht messbar ist. Wird die Pumpintensität erhöht, so beginnen die einzelnen gestreuten Photonen miteinander zu interferieren. Durch die zurück reflektierten Photonen steigt lokal innerhalb des Mediums die Intensität weiter an, welches zu einer erhöhten Streurrate führt. Aufgrund der SBS ist bei hohen Spitzenintensitäten somit die Einkoppleffizienz begrenzt.

Die stimulierte Raman-Streuung sorgt im Allgemeinen für eine Konversion höher- zu niederenergetischer Photonen, es kann aber auch der umgekehrte Prozess stattfinden. Diese Frequenzverschiebung liegt im energetischen Bereich der Molekülschwingungen des Trägermaterials. Bei hohen Laserintensitäten ist dieser Effekt sogar selbst verstärkend. Zu erkennen ist die SRS in einer Asymmetrie im Frequenzspektrum des Pulses. Im Gegensatz zur SPM verändert sich hier sowohl das Frequenzspektrum als auch das Zeitsignal des Laserpulses.

Nach [50] setzt die SRS ab einer Peakleistung von

$$P^{\text{th}} \approx \frac{16A_{\text{eff}}}{gL} \frac{\alpha L}{1 - \exp(-\alpha L)} \stackrel{\alpha L \ll 1}{\approx} \frac{16A_{\text{eff}}}{gL} \quad (4.6)$$

ein. Die effektive Fläche der Glasfaser gibt hierbei A_{eff} an, g ist der Ramanverstärkungsfaktor von ungefähr $10^{-13} \text{ W}^{-1} \text{ m}$ [50], α beschreibt die Verluste in dem Lichtleiter und L ist die Lichtleiterlänge. Für die in dieser Arbeit benutzte Glasfaser ($A_{\text{eff}} = 2,35 \times 10^{-11} \text{ m}^2$, $L = 50 \text{ m}$) resultiert der Wert in einer Spitzenleistung von ca. 75 W, welches eine maximale Durchschnittsleistung bei den hier benutzen Laserparametern (Repetitionsrate: 75 MHz, Pulslänge: 220 fs) von etwa 1.2 mW zur Folge hat.

4.2.4 Vermessung der Eigenschaften des Lichtleiters

Zur Untersuchung des Einflusses der nichtlinearen Effekte innerhalb des Lichtleiters ist zunächst das Spektrum von 340 fs langen Ti:Sa-Laserpulsen am Ausgang des 50 m langen Lichtleiters bei verschiedenen eingekoppelten Laserleistungen vermessen worden (siehe Abbildung 4.2a). Die gleiche Messung für einen 2 m langen Lichtleiter zeigt ähnliche Ergebnisse. Zum besseren Vergleich dieser beiden Datensätze ist die Bandbreite des Lasers über der mittleren eingekoppelten Leistung für beide Lichtleiter in Abbildung 4.2b dargestellt. Ebenfalls eingetragen ist die Bandbreite des Lasers vor dem Lichtleiter. Zu erkennen ist eine starke Verbreiterung des Spektrums schon bei kleinen mittleren Laserleistungen. Da der hier gezeigte Effekt nicht mit der Länge des Lichtleiters skaliert ist anzunehmen dass eine reine SPM vorliegt und dass die Verbreiterung des Spektrums bereits am Anfang der Glasfaser auftritt.

Die hier gezeigte Bandbreitenvergrößerung kann zu Problemen beim Betrieb von SPIN hervorrufen. Da sowohl die maximale Polarisierung, als auch die Quanteneffizienz wellenlängenabhängig ist (siehe Abbildung 2.4), ist zu überprüfen, inwiefern das Laserspektrum diese beiden

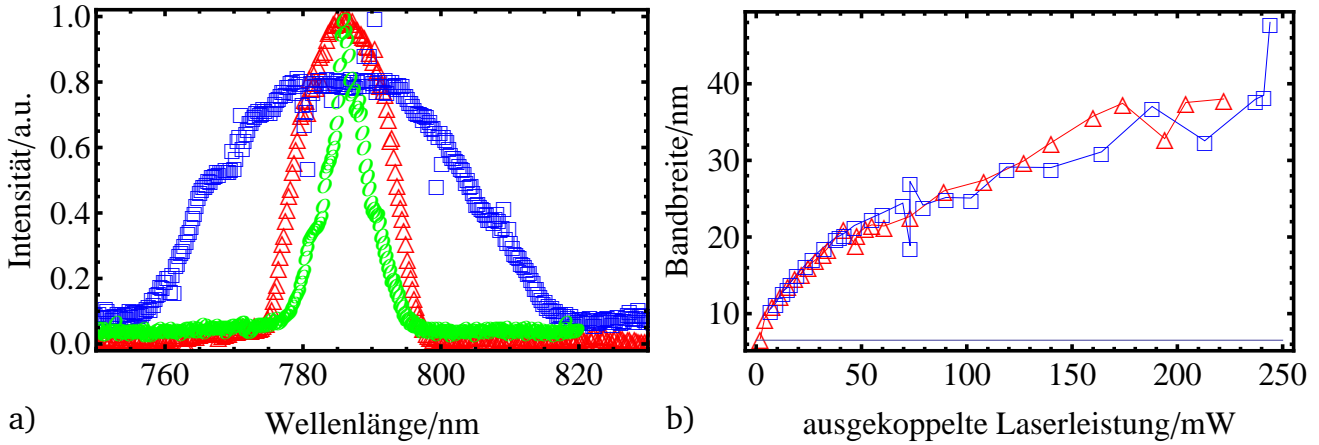


Abbildung 4.2.: Chromatische Verbreiterung durch SBS an einem 50 m langen polarisationserhaltenden Lichtleiter. In a) ist die Entwicklung des Spektrums durch Erhöhung der eingekoppelten Intensität für drei ausgewählte Leistungen von 1,9 mW (Kreis), 21,4 mW (Dreieck) und 222 mW (Quadrat) des Lasers sichtbar. In b) ist die Bandbreite des Lasers nach Durchlaufen des 50 m (rote Dreiecke) und eines 2 m (blaue Quadrate) langen Lichtleiters in Abhängigkeit der Laserleistung dargestellt. Die Bandbreitenbegrenzung gibt die Bandbreite vor dem Lichtleiter wieder und beträgt 6,5 nm. Zur besseren Veranschaulichung sind die Datenpunkte miteinander verbunden worden.

Parameter beeinflusst. Dazu wird die mittlere Polarisation \bar{P} und die mittlere Quanteneffizienz \overline{QE} berechnet:

$$\bar{P} = \frac{\int QE(\lambda)P(\lambda)S(\lambda)d\lambda}{\int QE(\lambda)S(\lambda)d\lambda} \quad (4.7)$$

$$\overline{QE} = \frac{\int QE(\lambda)S(\lambda)d\lambda}{\int S(\lambda)d\lambda} \quad (4.8)$$

Die wellenlängenabhängige spektrale Verteilung am Ausgang des Lichtleiters beschreibt hierbei $S(\lambda)$. Die Funktionen $QE(\lambda)$ und $P(\lambda)$ wurden aus der Polarisations- und QE-Messung aus Abbildung 2.4 (Kapitel 2.2.2) bestimmt.

In Abbildung 4.3 ist das Ergebnis dieser Mittellungen in Abhängigkeit der Laserleistung dargestellt. Abbildung 4.3a zeigt \bar{P} und \overline{QE} für eine mittlere Wellenlänge von 787 nm. Dort ist ein Anstieg der Polarisation zu höheren Leistungen zu verzeichnen. Der Grund dafür ist in Abbildung 2.4 zu erkennen: Da die Polarisation bei einer Wellenlänge von 787 nm nicht im Maximum liegt, wird durch Vergrößerung des Spektrums das Maximum bei 780 nm schnell erreicht und somit die mittlere Polarisation erhöht. Der dabei zu größeren Wellenlängen verschobene Teil des Spektrums kann aufgrund der sehr geringen Quanteneffizienz vernachlässigt werden.

Durch richtige Wahl der Wellenlänge von 780 nm (Abbildung 4.3b) kann die mittlere Polarisation bei kleinen Laserleistungen wieder auf den Ursprungswert von knapp 89 % angehoben werden. Diese fällt dann etwa linear mit der Intensität auf einen Wert von 86,5 % bei 220 mW

ab. Für Experimente mit SPE ist dieser Effekt von großer Bedeutung. Durch ein Erhöhen der

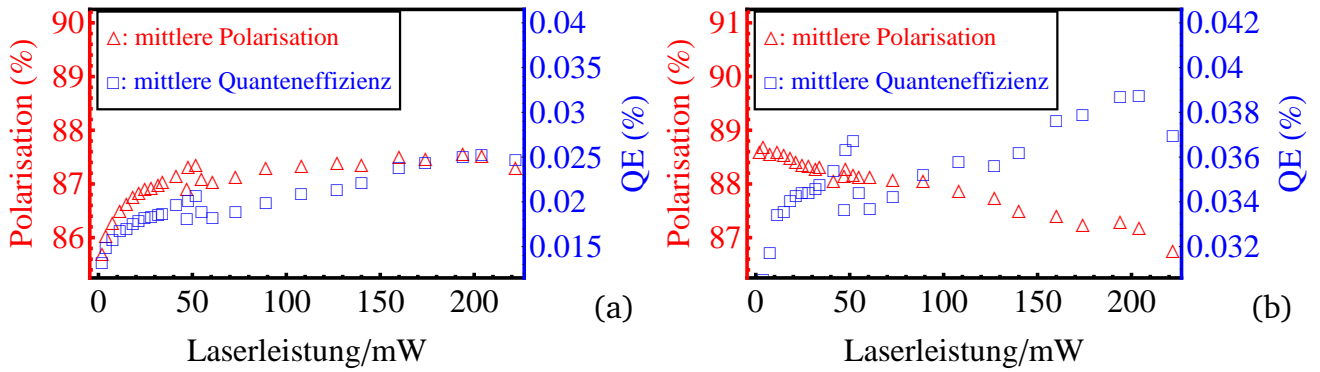


Abbildung 4.3.: Mittlere Polarisation und Quanteneffizienz in Abhängigkeit der eingekoppelten Leistung. Die Messdaten sind eine Faltung aus der gemessenen Spektralverteilung nach dem Lichtleiter und der wellenlängenabhängigen QE einer Superlattice-GaAs-Kathode. In der linken Abbildung (a) ist dies für eine Mittenwellenlänge von 787 nm dargestellt. Die rechte Abbildung (b) dagegen zeigt die gleichen Größen für eine Mittenwellenlänge von 780 nm.

Laserleistung durch die Kompensation der Ladungslebensdauer sinkt somit die Polarisation bedingt durch die große Bandbreite auf bis zu 3,5 % herab. Daraus resultiert die Notwendigkeit einer Polarisationsmessung nach jeder Leistungsanpassung und darüber hinaus auch in einem weiten dynamischen Leistungsbereich.

4.2.5 Pulskompressoren

Das Durchlaufen eines (260 ± 20) fs langen Laserpulses durch die in dieser Arbeit benutzte 50 m lange polarisationserhaltende Einmodenfaser verbreitert die Laserpulslänge aufgrund von Dispersionseffekten auf etwa (82 ± 6) ps. Da die gewünschte Bunchlänge von SPIN allerdings kleiner 20 ps betragen soll, muss der Puls komprimiert werden.

Der größte Beitrag zur Vergrößerung der Pulslänge liegt in der chromatischen Dispersion. Folgende Aufbauten sind hierbei in der Lage, die Dispersion zu kompensieren:

- Prismen

Eine sehr einfache und komfortable Möglichkeit, einen Laserpuls dispersiv zu verkürzen, sind Prismen. Diese werden zu diesem Zweck auch in dem Resonator des Ti:Sa-Lasers benutzt. Hierbei wird die dispersive Aufspaltung und die daraus resultierenden unterschiedlichen optischen Weglängen ausgenutzt, um eine negative Dispersion zu erzeugen (siehe Abbildung 4.4). Die GDD für einen Prismenkompressor ist gegeben durch die zweifache Ableitung der Phasenänderung ϕ nach der Lichtfrequenz ω [51]:

$$GDD_{\text{Prismenkompressor}} = \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \approx -4L_{\text{sep}} \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 + L_{\text{prism}} \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) \quad (4.9)$$

Hierbei ist λ_0 die Zentralwellenlänge des Laserpulses. Durch die Annahme, dass der Abstand der Prismen L_{sep} sehr viel größer als der Materialdurchgang innerhalb eines Prismas

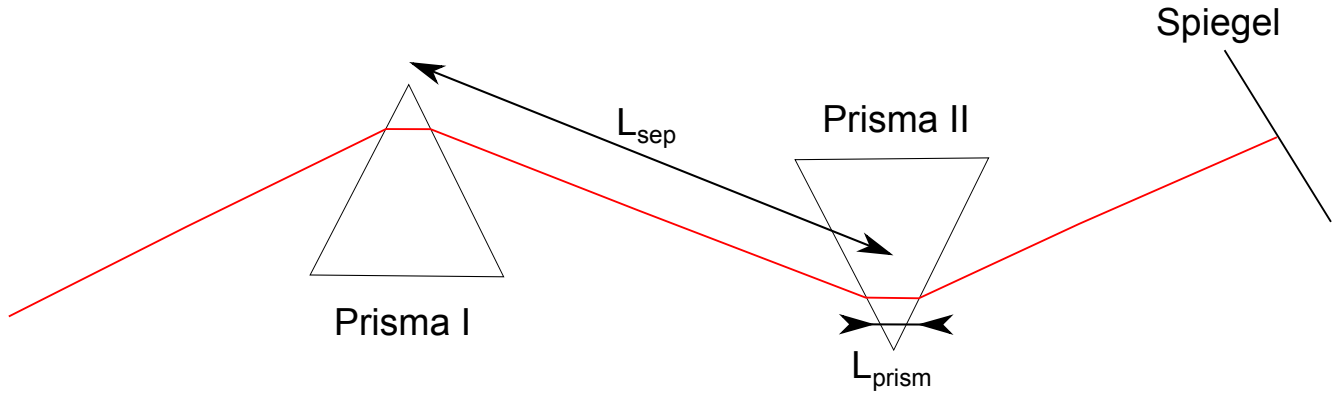


Abbildung 4.4.: Schematischer Aufbau eines Prismenkompressors. Der von links einfallende Laserstrahl wird an dem ersten Prisma spektral aufgespalten. Durch das zweite Prisma ist die spektrale Verteilung des Laserstrahls transversal zum Laserstrahl aufgespalten. Um das transversale Spektrum wieder in ein longitudinales Spektrum zurückzuführen, wird der Laserstrahl mit einem Spiegel auf dem gleichen Weg zurückreflektiert. Die gesamte Dispersion des Systems ist hier proportional zum Abstand der beiden Prismen L_{sep} .

L_{prism} ist, so kann der zweite Term vernachlässigt werden. Nach Gleichung (4.4) kann nun die effektive GDD der Glasfaser über eine Eingangspulsbreite von (260 ± 20) fs und die Ausgangspulsbreite von (82 ± 6) ps berechnet werden:

$$GDD = (7,68 \pm 0,82) \times 10^6 \text{ fs}^2 \quad (4.10)$$

Nach Einsetzen in Gleichung (4.9) ergibt sich ein Prismenabstand von ca. (1169 ± 100) m. Das hierbei angenommene Material der Prismen ist SF10, was den Brechungsindex $n(\lambda)$ festlegt. Trotz der hohen Transmissionseffizienz eines solchen Aufbaus ist dieser aufgrund seiner großen Dimension ungeeignet.

- **Gitterkompressor**

Gitter haben im Vergleich zu Prismen eine sehr viel höhere GDD. Damit ist es möglich, sehr viel kleinere Aufbauten zu generieren. In Abbildung 4.5 ist der prinzipielle Aufbau eines Gitterkompressors dargestellt. Der Laserstrahl fällt unter einem Winkel β zum Lot des Gitters ein. Die gebeugte erste Ordnung durchläuft eine Driftstrecke L_{sep} , wird erneut an dem Gitter gebeugt und anschließend über einen Spiegel den gleichen Weg zurückreflektiert. Die GDD eines solchen Aufbaus lässt sich durch [52]

$$GDD_{\text{Gitter}} = \frac{d^2 \phi}{d\omega^2} \approx -\frac{\lambda^3}{2\pi c^2 d^2} \frac{L_{\text{sep}}}{\cos^2 \beta} \quad (4.11)$$

berechnen. Die hierbei benötigten Parameter sind die Strichbreite d , die Wellenlänge λ , der Winkel der ersten Beugungsordnung zur Gitternormalen β und der Separationsabstand L_{sep} . Der Winkel β wird für gewöhnlich so eingestellt, dass die genutzte transmittierte Beugungsordnung die maximale Intensität einnimmt. Ein großer Nachteil von Gittern ist das niedrige Reflexionsvermögen von Laserlicht, das pro genutzte Gitterfläche in der Größenordnung von 60 % liegt. Da für einen Gitterkompressor das Gitter vier mal durchlaufen

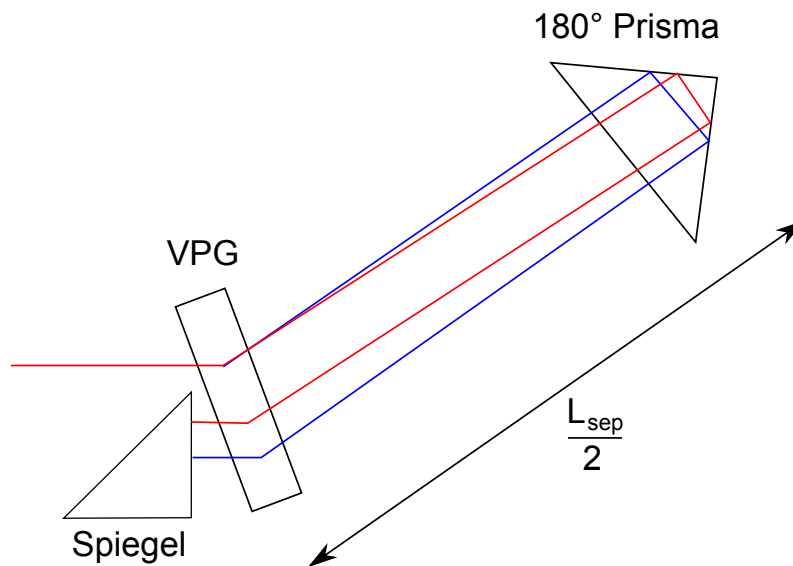


Abbildung 4.5.: Aufbau eines Gitterkompressors mit einem Volumen-Phasen-Gitter. Der einfallende Laserstrahl wird von links unter einem Winkel β zum Lot des Transmissionsgitters eingestrahlt. Dort wird der Strahl dispersiv ausgespalten, durch ein Prisma um 180° umgelenkt, um dann das Gitter ein zweites Mal zu durchqueren. Danach wird der Strahl durch einen Spiegel (hier durch ein Prisma wegen der besseren Justagemöglichkeiten) zurückreflektiert.

wird, ist nur eine maximale Transmission von 13 % zu erwarten. Aus diesem Grund ist in dieser Arbeit ein holographisches Phasengitter⁶ benutzt worden.

Dieses Gitter ist ein Transmissionsgitter mit einer Strichgitterstärke von $0,833 \mu\text{m}$. Die Transmission liegt bei einer Wellenlänge von 780 nm bei etwa 80 % in der ersten Ordnung. Der dabei genutzte Winkel beträgt 63° .

Der Gitterkompressor hat über die Möglichkeit der Dispersionskompensation weitere Vorteile: Es ist möglich, gezielt Laserpulslängen und damit auch Elektronenbunchlängen einzustellen. Durch die dabei veränderte Spitzenleistung des Lasers lassen sich z.B. intensitätsabhängige Phänomene innerhalb des GaAs-Halbleiters reduzieren, sowie Raumladungseffekte des Elektronenstrahls vermindern. Problematisch erscheint in diesem Fall für den Betrieb von SPIN die detektierte Pulslängenschwankung des Ti:Sa-Lasers, die durch einen Drift der Laserlabortemperatur zustande kommt. Diese Problematik wird noch einmal in Kapitel 6.2.2 aufgegriffen.

Zusammenfassend ist es mit Hilfe des Lichtleiters und des Pulskompressors möglich, kurze Pulslängen zur SPIN zu übertragen. Die Nachteile bestehen allerdings in der geringen Leistungseffizienz von $<20\%$, sowie der Bandbreitenvergrößerung und dem daraus resultierenden geringerem Polarisationsgrad der GaAs-Kathode. Zur Optimierung ist daher parallel zum Lichtleiter ein Freistrahlsystem im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut worden. Im Folgenden werden dessen Eigenschaften untersucht.

⁶ Edmund Optics

4.3 Freistrahltransport

Der Freistrahltransfer erlaubt den Transport des Laserlichtes ohne Bandbreitenvergrößerung und darüber hinaus für hohe Laserleistungen. Dieser besteht aus neun einzelnen Spiegeln, die über Aluminiumrohre miteinander verbunden sind. In Abbildung 4.6a ist der Verlauf des gesamten Systems ersichtlich. Jeder einzelne Spiegel ist in einem Umlenkwürfel integriert (Abbildung 4.6b), so dass er sich von außen justieren lässt. Weiterhin ist eine Lagestabilisierung für den 40 m langen Weg integriert worden [53, 54].

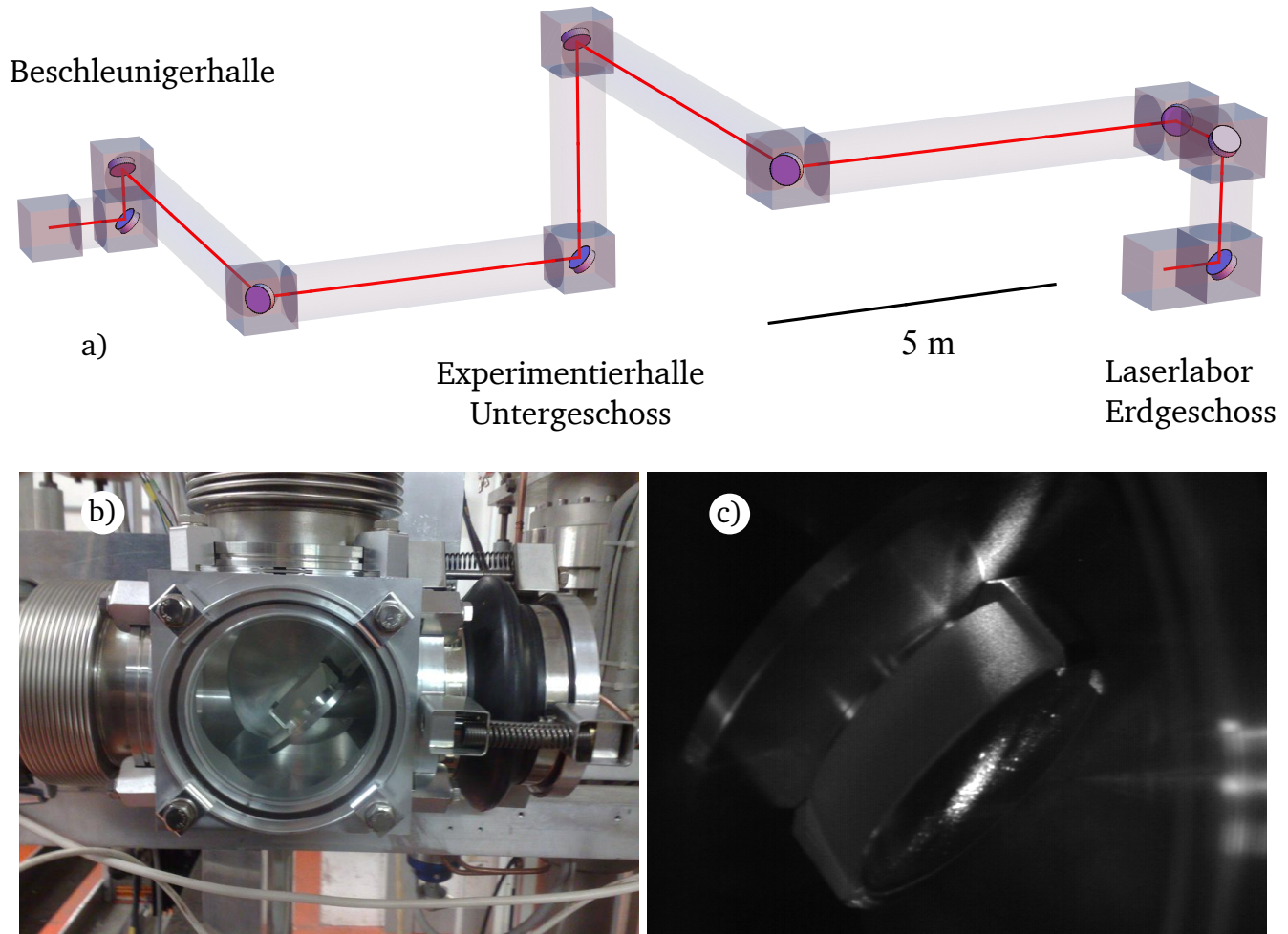


Abbildung 4.6.: a) Schematischer Verlauf des Spiegel-Transfersystems. Die Gesamtlänge beträgt etwa 40 m. Der Laserstrahl wird aus Sicherheitsgründen durch evakuierte Edelstahlrohre geführt. In den Umlenkpunkten sind Spiegel integriert b), durch die es möglich ist, den Laserstrahl zu justieren, ohne das Vakuum zu brechen. Jeder dieser Spiegel ist zur einfacheren Justage mit einer Kamera bestückt. c) Kameraaufnahme eines Spiegels mit beleuchteten Laserfleck.

4.3.1 Positionsdetektion

Zur Detektion der Position des Laserstrahls wird ein positionssensitiver Detektor (PSD)⁷ verwendet (Abbildung 4.7a). Dieser Detektor bietet laut Hersteller eine absolute Positionsgenauigkeit von $\pm 250 \mu\text{m}$ und eine relative Genauigkeit von $\pm 1,5 \mu\text{m}$. Der PSD ist hierbei wie folgt aufgebaut: Eine photosensitive Schicht löst Elektronen aus dem Valenzband des Halbleiters ins Leitungsband. Diese Elektronen können sich frei innerhalb der aktiven Schicht bewegen und nehmen den kürzesten Weg in Richtung einer Anode. Davon besitzt der Detektor vier Stück (siehe Abbildung 4.7b).

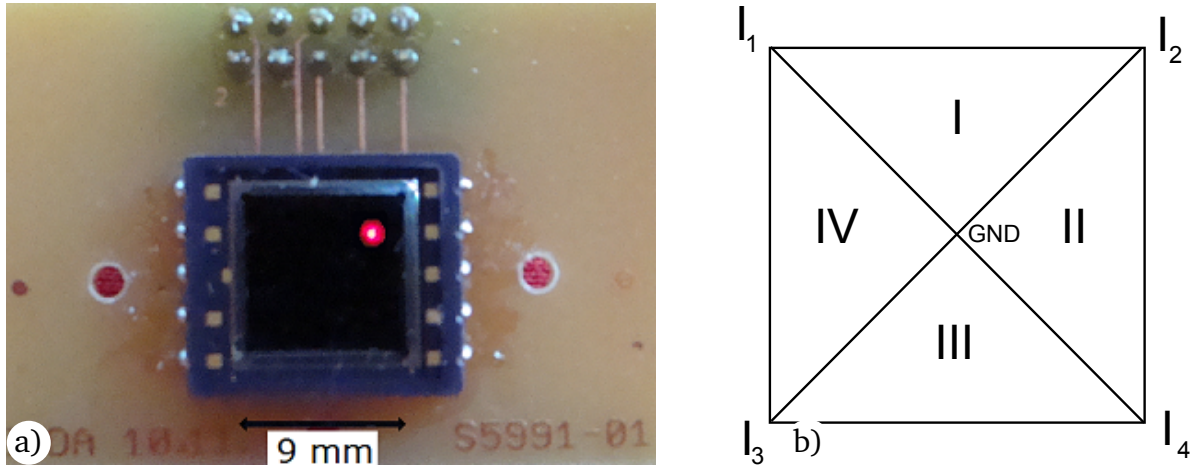


Abbildung 4.7.: In Abbildung 4.7a ist der in dieser Arbeit genutzte Quadrantendetektor direkt und in 4.7b schematisch dargestellt. Die aktive Fläche hat eine Größe von 81 mm^2 . Die durch den Photoeffekt freien Elektronen in Bereich I und IV können zu der Elektrode I_1 diffundieren, die in dem Bereich I und II zur Elektrode I_2 usw. Durch die vier unterschiedlichen Ströme lässt sich der Schwerpunkt des Laserstrahls bestimmen.

Zur Bestimmung der Position sind im Rahmen dieser Arbeit zwei Verfahren angewendet worden:

- Intensitätsunabhängige Positionsbestimmung
Die Position für die unterschiedlichen Koordinaten X-Y berechnet sich aus den vier Eingangsströmen wie folgt:

$$X = 4,5 \text{ mm} \frac{(I_1 + I_3) - (I_2 + I_4)}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad (4.12)$$

$$Y = 4,5 \text{ mm} \frac{(I_1 + I_2) - (I_3 + I_4)}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad (4.13)$$

Zur Bestimmung ist dazu eine Platine entwickelt worden, die die Ströme in Spannungen transformiert und die aus Gleichung (4.12) und (4.13) gezeigten Berechnungen durchführt. Es hat sich gezeigt, dass der elektronische Teiler-Chip ein Rauschen von bis zu

⁷ S5991-01 von Hamamatsu Photonics

$\pm 50 \text{ mV}$ produzierte, so dass mit dieser Platine eine relative Positionsgenauigkeit von nur $\pm 50 \text{ } \mu\text{m mV}^{-1}$ erreicht werden konnte⁸.

- Intensitätsabhängige Positionsbestimmung

Zur Erhöhung der Auflösung ist daher eine zweite Platine entwickelt worden. Die Positionsbestimmung erfolgte über die Abhängigkeiten:

$$X \propto ((I_1 + I_3) - (I_2 + I_4)) \quad (4.14)$$

$$Y \propto ((I_1 + I_2) - (I_3 + I_4)) \quad (4.15)$$

Zur geringen Nutzung von elektronischen Bauteilen und der daraus folgenden Reduzierung des Rauschens innerhalb der Schaltung, sind die additiven Ströme durch Kurzschlüsse der Leitungen gebildet worden. Die Subtraktion ist durch einen einzelnen Operationsverstärker ersetzt worden. Ein Nachteil dieser Schaltung besteht in der Intensitätsabhängigkeit der Position, da keine Normierung auf die Gesamtintensität durchgeführt wird.

Ein weiterer Nachteil liegt darin begründet, dass, aufgrund der Kurzschlüsse der additiven Ströme, sowohl für die Position der X-Ebene als auch der Y-Ebene ein separater Detektor benötigt wird. Der große Vorteil der Schaltung liegt allerdings in dem geringen Rauschen von $< 1 \text{ mV}$. In [54] ist die relative Auflösung des Detektors mit Hilfe dieser Platine zu $0,3 \text{ } \mu\text{m mV}^{-1}$ bestimmt worden.

Um den Laserstrahl in Position und Winkel zu korrigieren, sind zwei Spiegel am Eingang des Strahltransfers vorgesehen worden. Diese Spiegel sind auf Piezoaktoren aufgebracht, welche sich sowohl in X-, als auch in Y-Richtung um 2 mrad verkippen lassen. Es hat sich gezeigt, dass eine Regelung in Position und Winkel über den Strahltransfer nicht möglich war, da die Größe der einzelnen Spiegel innerhalb der Umlenkwürfel mit $2''$ zu klein dimensioniert waren und somit der Laserstrahl im Transfer verloren ging [54]. Allerdings kann die Regelung aufgrund des langen Übertragungsweges von 40 m auch nur mit einem einzelnen Piezospiegel betrieben werden, woraus ein Winkelfehler am Ort der SPIN entsteht. Daher ist experimentell zu überprüfen, inwiefern dieser Fehler die Positionsstabilität des Laserstrahls beeinflusst.

4.3.2 Übertragungsfunktion Strahltransfer

Zur Einstellung optimaler Regelparameter ist die Regelstrecke, bestehend aus Piezoaktorspiegel, Strahltransfer und PSD, vermessen worden. Abbildung 4.8 gibt den Amplitudenverlauf und den Phasengang wieder. In den Daten ist eine Resonanz bei etwa 1070 Hz festzustellen, die durch den Piezoaktor selbst existiert. Außerdem kann im Phasenverlauf ein Tiefpass zweiter Ordnung erkannt werden. Weitere kleinere Resonanzen bei etwa 300 Hz oder 900 Hz sind zwar im Messdiagramm sichtbar, sind aber im Vergleich zur Hauptresonanz klar zu vernachlässigen. Zur mathematischen Bestimmung der Übertragungsfunktion und somit zur Stabilitätsuntersuchung der benutzen Regelparameter ist eine Anpassung an die Daten mit Hilfe der Laplace-Transformation durchgeführt worden:

$$H_R(s) = \frac{1 + a_{R1}s + a_{R2}s^2}{1 + b_{R0}s + b_{R1}s^2} \quad (4.16)$$

$$H_V(s) = \frac{a_{V0}}{1 + b_{V0}s + b_{V1}s^2} \quad (4.17)$$

⁸ Das genutzte Oszilloskop hat eine Auflösungsgrenze von 1 mV . Daraus resultiert eine maximale örtliche Auflösung von $50 \text{ } \mu\text{m}$.

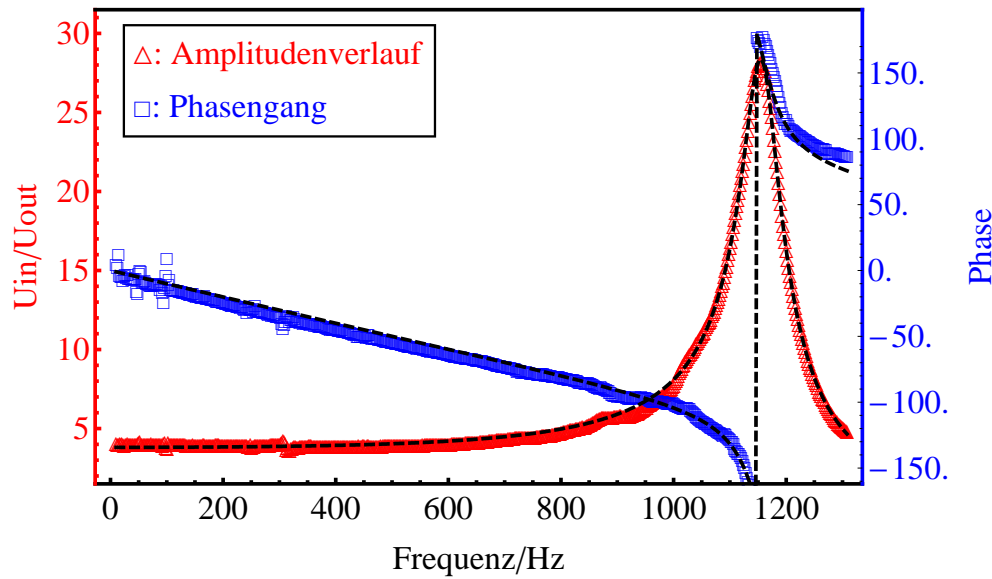


Abbildung 4.8.: Frequenz (rote Dreiecke) und Phasengang (blaue Quadrate) der Regelstrecke des Strahltransfers bei offener Regelung. Die gestrichelten Linien geben die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Übertragungsfunktionen an.

$$\begin{aligned}
 a_{V0} &= 1,95 \pm 0,018 \\
 b_{V0} &= (1,334 \pm 0,053) \times 10^{-4} \\
 b_{V1} &= (4,39 \pm 0,79) \times 10^{-9} \\
 a_{R1} &= (-4,25 \pm 0,35) \times 10^{-7} \\
 a_{R2} &= (6,06 \pm 0,73) \times 10^{-9} \\
 b_{R0} &= (8,24 \pm 0,13) \times 10^{-6} \\
 b_{R1} &= (1,891 \pm 0,002) \times 10^{-8}
 \end{aligned}$$

Tabelle 4.1.: Konstanten der Anpassung zur Übertragungsfunktion des Strahltransfers

Hierbei ist $s = i\omega$ die komplexe Kreisfrequenz des Systems ($i = \sqrt{-1}$ und $\omega = 2\pi f$), $H_R(s)$ ist die allgemeine Laplace-Transformation für eine Resonanz und $H_V(s)$ gibt die allgemeine Laplace-Transformation für einen Tiefpass wieder. Die Gesamt-Übertragungsfunktion lässt sich dann schließlich durch $H(s) = H_R(s)H_V(s)^2$ bestimmen. In Tabelle 4.1 sind die Parameter der Anpassung angegeben.

Durch Einfügen einer Rückkopplung in das System verändert sich die Übertragungsfunktion

$$G(s) = \frac{H(s)}{1 + H(s)R(s)}. \quad (4.18)$$

Dieser Zusammenhang ist schematisch in Abbildung 4.9 dargestellt.

Die Rückkopplungsfunktion $R(s)$ gibt die Übertragungsfunktion der Regelfunktion an. In dieser Arbeit ist dafür ein einfacher Integral-Regler mit der Übertragungsfunktion $R(s) = \frac{4\pi}{s}$ gewählt worden. Am Stabilitätsgraphen in Abbildung 4.10 ist zu erkennen, dass alle Pole der komplexen Übertragungsfunktion $G(s)$ in der linken Halbebene liegen. Damit ist das Gesamtsystem stabil. Durch Erhöhen der Zeitkonstante des Integral-Reglers erhöht sich der Realteil der komplexen Übertragungsfunktion, bis dieser schließlich positiv wird. An diesem Punkt wird das Regelsystem

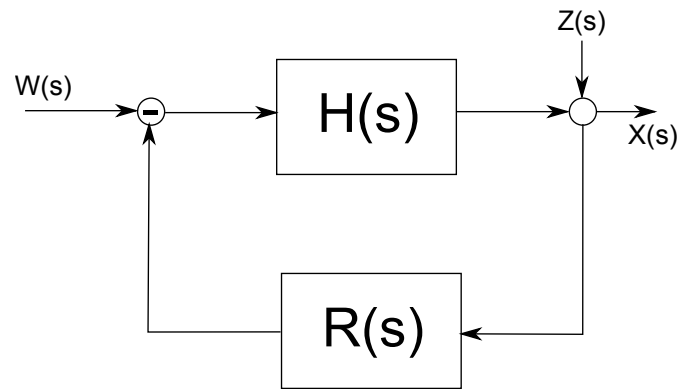


Abbildung 4.9.: Blockdiagramm einer Regelschleife. Die komplexe Funktion $W(s)$ beschreibt die Regelgröße, $H(s)$ ist die Übertragungsfunktion des zu regelnden Systems, $Z(s)$ sind zufällige Störungen innerhalb des Systems, $R(s)$ ist die Regelfunktion und $X(s)$ ist die erzeugte Stellfunktion.

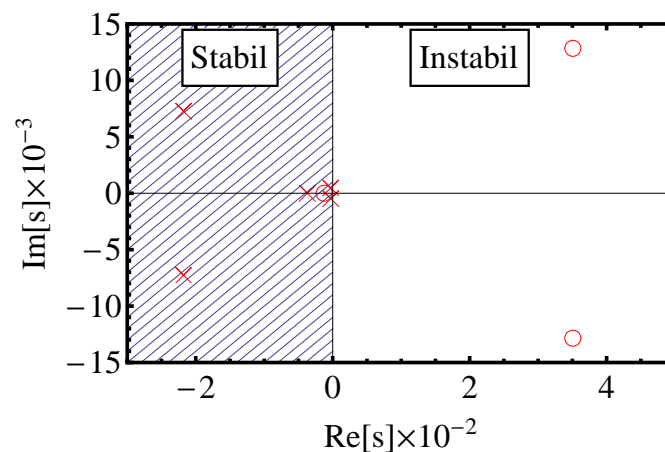


Abbildung 4.10.: Stabilitätsdiagramm der verwendeten Regelung des Strahltransfers. Die Kreise stehen für Nullstellen, die Kreuze geben die Polstellen der komplexen Übertragungsfunktion wieder. Da sich alle Polstellen in der negativen Halbebene befinden, ist das Gesamtsystem stabil. Für die Simulation dieser Werte ist die geschlossene Regelstrecke (offene Regelstrecke und Integral-Regler als Rückkopplungsweig mit einer Grenzfrequenz von 2 Hz) benutzt worden.

instabil. In dem hier gezeigten Stabilitätsgraphen ist eine Grenzfrequenz des Integral-Reglers von 2 Hz gewählt worden, welche gleichermaßen den schnellsten stabilen Punkt für diese Arbeit dargestellt hat. Diese vergleichsweise langsame Regelung ist allerdings ausreichend zur Stabilisierung des Laserstrahls am Ort der Photokathode, da im Wesentlichen keine höheren Störfrequenzen im Transfersystem vorhanden ist, wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist.

Zur Überprüfung der Effektivität der Regelung ist ein Langzeitstabilitätstest durchgeführt worden. Dazu ist der Laserstrahl auf zwei PSDs stabilisiert worden (der Erste für die X-Achse, der Zweite für die Y-Achse). In einem Abstand von etwa 50 cm ist jeweils ein zweiter PSD aufgestellt worden zur Messung der dahinter liegenden Position. Zur gleichzeitigen Bestimmung von geregelter und ungeregelter Laserstrahlführung ist zusätzlich zu den Ortsinformation das ak-

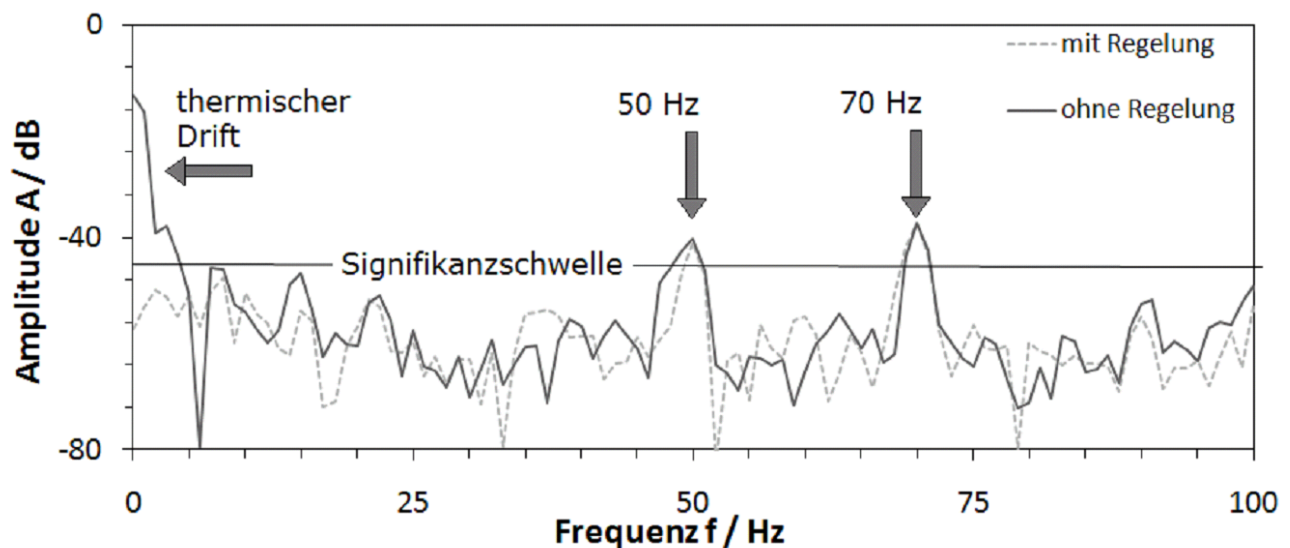


Abbildung 4.11.: Analyse der Frequenzabhängigkeit des Strahltransfers in Abhängigkeit der Frequenz mit und ohne aktivierter Strahllageregelung [54]. Zu sehen ist ein thermischer Drift bis 5 Hz. Darüber hinaus existieren zwei heraustretende Frequenzen: Die gemessenen 50 Hz sind Artefakte des Stromnetzes und die 70 Hz sind die Schwingungen einer Vakuumpumpe. Im Vergleich zum thermischen Drift ist diese Schwingung allerdings um einen Faktor von 30 dB abgeschwächt und daher für die Regelung kaum relevant. Im Falle des geregelten Frequenzverlaufs verschwindet der thermische Drift vollständig.

tuelle Regelsignal mit ausgenommen worden. Aufgrund der Proportionalität des Regelsignals zum Ablenkwinkel des Piezos und mit der Länge der Regelstrecke von etwa 40 m lässt sich eine effektive ungeregelte Bewegung des Lasers berechnen. In Abbildung 4.12 ist die Verteilung für den ungeregelten, als auch den geregelten Laserstrahl dargestellt. Die Langzeitmessung lief über einen Zeitraum von 66 h. Zu erkennen ist eine Dämpfung der Bewegung des Laserstrahls um einen Faktor von etwa 33 in der horizontalen Richtung und um einen Faktor 18 in der vertikalen-Richtung.

Es konnte somit eine relative Positionsgenauigkeit mit dem Freistrahlsstransfer von $< \pm 75 \mu\text{m}$ mit nur einem Piezospiegel erreicht werden. Da der Laserstrahl, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, auf die GaAs-Kathode fokussiert wird, ist die Positionsvariation am Ort der Kathode noch sehr viel kleiner. Durch die Abbildungsvergrößerung von einem Wert zwischen 10 und 20 (abhängig von der Fokussierung) ist die resultierende Bewegung auf der GaAs-Kathode im Bereich von weniger als $10 \mu\text{m}$ und damit wesentlich kleiner als der Laserstrahldurchmesser von $> 30 \mu\text{m}$. Es konnte darüber hinaus auch keine Bewegung des SPE-Strahls beobachtet werden.

Zu Beachten ist das auch der Strahltransfer einige Nachteile mit sich bringt: Zum einen darf der benutzte Laserstrahl nicht im Laserlabor geblockt werden. In diesem Fall fehlt das Rückkopplungssignal und die Elektronik zur Regelung muss manuell wieder gestartet werden. Zum anderen ist aus gleichen Gründen eine minimale Laserleistung am Ort der Quadrantendetektoren vonnöten. Dieser Aspekt ist allerdings erst für sehr kleine Laserleistungen unter $100 \mu\text{W}$ interessant

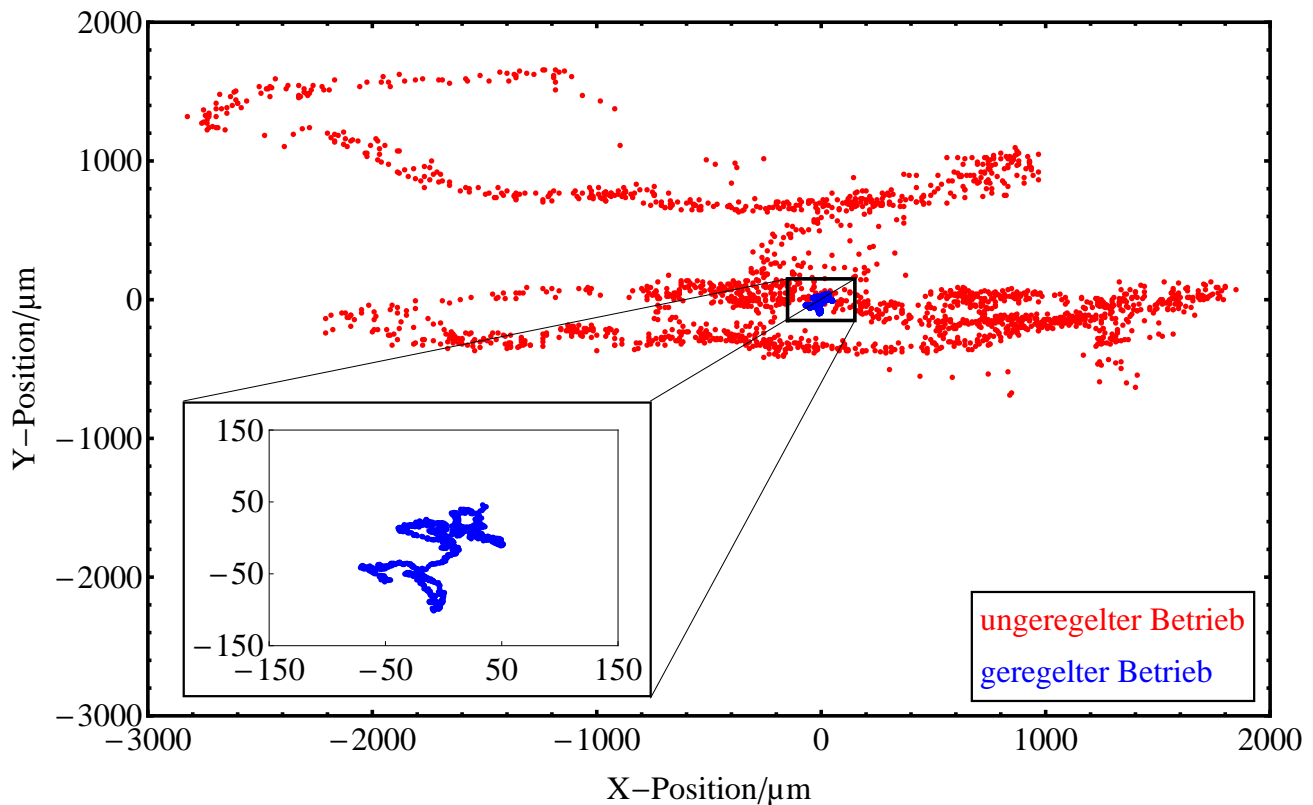


Abbildung 4.12.: Vergleich der aktiven Positionsregelung (blaue Punkte) mit dem natürlichen Drift des Strahltransfers (rote Punkte) Der geregelte Verlauf ist im Inset der Abbildung vergrößert dargestellt.

und kann auch dann durch entsprechende Abschwächer am Ort von SPIN kompensiert werden. Auch ist zu beachten das durch das Belüften und dem erneutem Abpumpen des Edelstahlrohrs die Positionen der Eckspiegel aufwendig nachjustiert werden müssen. Für den Betrieb der SPIN haben allerdings die hier gezeigten Aspekte keine Auswirkung. Somit ist der Strahltransfer ideal zum Transport der ultrakurzen Laserpulse geeignet.

4.4 Optischer Aufbau am Ort der Quelle

Nach der Übertragung des Laserstrahls über den Lichtleiter oder den Freistrahls-Transfer sind einige optische Elemente zur Veränderung und Optimierung des Laserstrahls vonnöten, bevor dieser zur GaAs-Kathode geleitet wird. Abbildung 4.13 zeigt den umgesetzten optischen Aufbau. Beginnend am Strahltransfer wird der austretende Laserstrahl durch ein Teleskop von etwa 2 cm Strahlbreite auf 2 mm verkleinert. Durch ein Periskop wird danach die Strahlhöhe auf 5 cm festgelegt. Der erste Polarisator im folgenden Strahlengang dient zur Separation von <1 mW Laserleistung, welche für die Strahlagestabilisierung notwendig ist. Dazu werden auch die beiden PSDs in diesem Teilarm benötigt.

Der Hauptstrahl wird zu dem zweiten Polarisator umgelenkt. Dort wird wieder ein kleiner Teil der Intensität in Vorwärtsrichtung ausgekoppelt und auf eine Photodiode gelenkt. Auch wird an dieser Stelle der Lichtleiter aus dem Laserlabor mit dem Strahltransfer wieder überlagert.

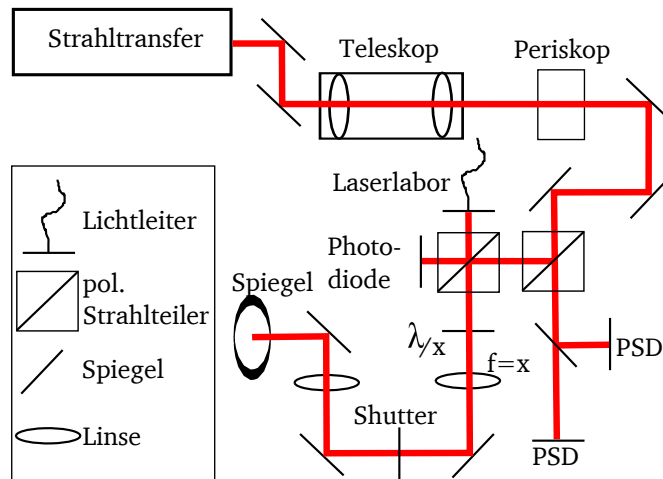


Abbildung 4.13.: Optischer schematischer Aufbau am Ort der polarisierten Quelle. Spezielle Elemente sind hier die λ_x -Platte, mit welcher das zirkular polarisierte Laserlicht erzeugt wird und die variable Linse ($f=x$), mit welcher die Strahlgröße am Ort der GaAs-Kathode eingestellt werden kann.

Beide Strahlen passieren anschließend eine ansteuerbare λ_x -Platte⁹, mit dessen Hilfe sich die Polarisation in Abhängigkeit der angelegten Wechselspannung ändern lässt. Mit diesem Element wird die benötigte zirkulare Polarisation dem Laserstrahl aufgeprägt. Zu beachten ist, dass sich aufgrund der Überlagerung des Strahlengangs des Strahltransfers und des Lichtleiters zwei senkrecht zu einander ausgerichtete lineare Polarisationszustände am Ort der λ_x -Platte ergeben.

Danach wird der Laserstrahl durch zwei Linsen, wobei eine davon elektrisch einstellbar ist¹⁰, auf die GaAs-Kathode fokussiert. Durch die variable Linse ist es möglich, die optimale Größe des Laserflecks am Ort der Kathode selbst während des Betriebes der Quelle einzustellen¹¹. Der Laserstrahldurchmesser kann im Minimum auf eine Größe von $(45 \pm 15) \mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Zum Blockieren des Strahlengangs ist außerdem eine Laserblockvorrichtung in den Strahlengang eingefügt worden. Mit dessen Hilfe ist es recht einfach den erzeugten Strom des Photoinjektors ein und auszuschalten, ohne die Laserleistung ändern zu müssen.

⁹ Thorlabs LCC1111-B

¹⁰ Edmund Optics EL-10-30

¹¹ Die optimale Ausdehnung hängt von der zu erreichenden Emittanz bei einer festen Laserleistung ab. Bedingt durch Raumladungseffekte koppeln beide Größen miteinander.



5 Experimenteller Aufbau zur phasenaufgelösten Messung von spinpolarisierten Elektronen

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Bunchlängenmesssystem aufgebaut und in die Strahlführung des Injektor des S-DALINAC integriert worden. Mit Hilfe des vorhandenen Mott-Polarimeters lässt sich aus beiden Komponenten eine phasenaufgelöste Polarisationsmessung durchführen. Dieses Kapitel befasst sich zunächst mit einem Überblick über die Komponenten der Injektorstrahlführung des S-DALINAC. Im weiteren Verlauf wird der Messaufbau und die messtechnische Charakterisierung der Bunchlängenmessung, sowie der Polarisationsmessung gezeigt.

5.1 Injektorstrahlführung des S-DALINAC

In Abbildung 5.1 ist der schematische Aufbau des Darmstädter Injektors dargestellt, wie er in [14] installiert worden ist. Die Strahlführung ist so konzipiert worden, dass zwei verschiedene Elektronenquellen für den Beschleunigungsvorgang genutzt werden können. Dazu gehört zum einen die thermionische Quelle mit einer Energie von 250 keV, zum anderen SPIN mit einer Energie von 100 keV. Zweitere ist über der Hauptstrahlführung installiert. Dort angebracht ist das Präparationsystem, in welchem die schon erwähnte CsO-Schicht generiert wird. Der in SPIN erzeugte Elektronenstrahl wird senkrecht nach unten beschleunigt und mittels eines α -Magnetes [55] dispersionsfrei in die horizontale Ebene umgelenkt und mit der Strahlführung der thermionischen Gun überlagert. Da der GaAs-Halbleiter mit seiner CsO-Schicht außerordentlich sensitiv auf Restgas-Moleküle reagiert, ist der Abschnitt bestehend aus SPIN und α -Magnet über zwei differentielle Pumpstufen mit einem Druck von 10^{-11} mbar von der restlichen Strahlführung druckmäßig getrennt¹. Des Weiteren sind magnetische Elemente installiert, welche zur Strahlfokussierung oder zur Strahlablenkung benötigt werden.

Zur Erzeugung von 5 ps kurzen Elektronenbunchen aus einem kontinuierlichen Elektronenstrahl wird der Chopper [56, 57], die anschließende Blende und die zwei Prebuncher benötigt. Der Elektronenstrahl wird innerhalb Choppers mittels einer TM_{110} -Mode auf eine Spiralbahn gezwungen. Daraus resultiert am Ort der nachfolgenden Blende ein Kreis aus dem 11 % des Gesamtstrahls herausgeschnitten werden. Der dabei entstehende 36,6 ps lange Bunch wird anschließend durch die beiden Prebuncher durch eine TM_{010} -Mode² auf unter 5 ps komprimiert.

Im Falle von Elektronenbunchen ist es möglich, phasenaufgelöste Experimente mit dem Chopper und dem dahinter liegenden Spalt durchzuführen. Dazu ist im Folgenden der experimentelle Aufbau zur Elektronenbunchlängenmessung erklärt und charakterisiert.

¹ Die Strahlführung des S-DALINAC ist auf einen Druck von 10^{-8} mbar evakuiert.

² In Anhang A sind schematisch die TM-Felder für Chopper und Prebuncher übersichtlich dargestellt.

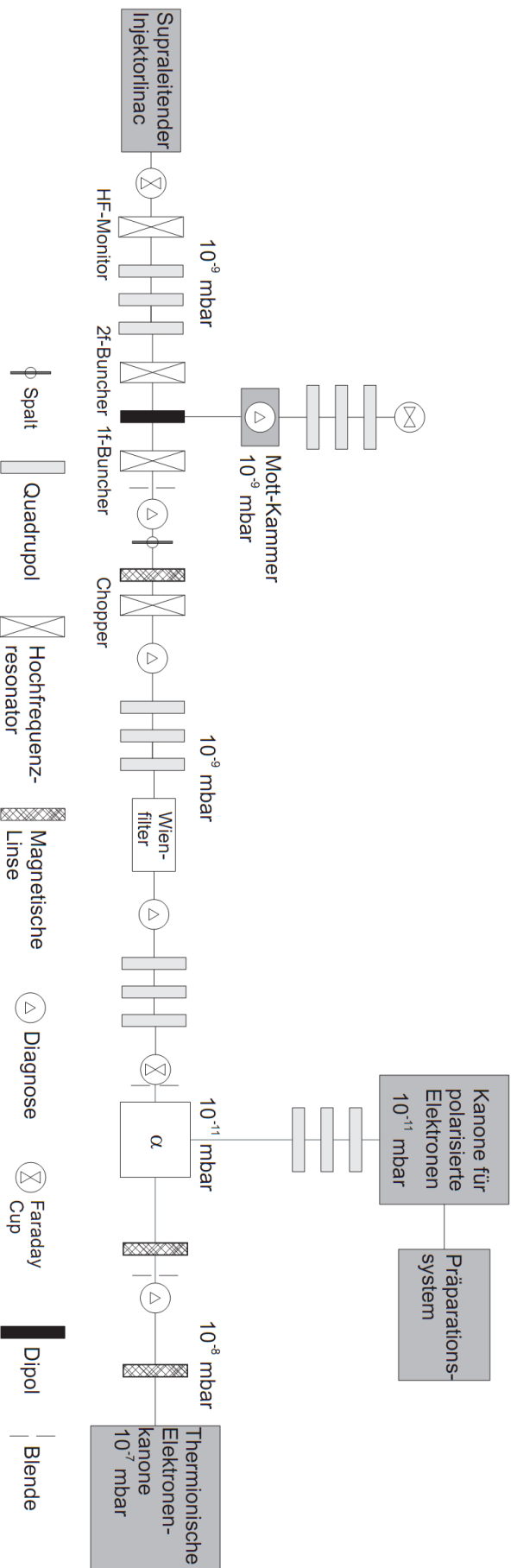


Abbildung 5.1.: Schematischer Aufbau des Injektors des S-DALINAC [14]. Der Strahl wird von rechts nach links durch die Strahlführung gelenkt. In Abhängigkeit des Betriebszustandes des S-DALINAC wird die thermionische oder polarisierte Quelle genutzt. Mit Hilfe des Wienfilters kann die Polarisation beeinflusst werden. Durch den Chopper und den dahinterliegenden Spalt kann die Pulslänge und mit der Mott-Kammer die Polarisation gemessen werden.

5.2 Bestimmung der Elektronenbunchlänge

Zur Messung der Pulsform und daraus resultierend der Elektronenbunchlänge wird der vorhandene Chopper verwendet. Da der longitudinale Anteil des Pulses in den transversalen Raum überführt wird, ist es möglich, mit Hilfe eines Kupferspaltes (ein $100\text{ }\mu\text{m}$ starkes Kupferplättchen mit einem $100\text{ }\mu\text{m}$ breiten Schlitz) und durch Variation der relativen Phase zwischen Laserpuls und Chopper-Hochfrequenz (HF)-Phase die Zeitmessung in eine Intensitätsmessung umwandeln. Durch einen Faraday Cup mit einem Abstand von 20 cm hinter dem Schlitz kann die hindurch tretende Intensität gemessen werden. In Abbildung 5.2 ist der Messaufbau schematisch dargestellt. Die Auflösung dieses Messaufbaus ist durch einige Faktoren begrenzt, die im Folgenden diskutiert werden.

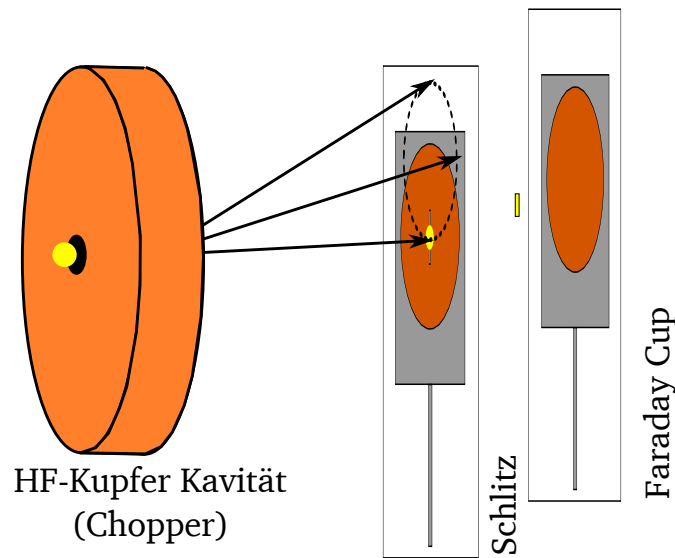


Abbildung 5.2.: Prinzip der Elektronenbunchlängenmessung: Der durch den Chopper zeitlich abgelenkte Elektronenstrahl passiert in Abhängigkeit der HF-Phase den dahinterliegenden Schlitz. Die dort durchtretenden Elektronen werden an einem dahinterliegenden Faraday Cup gemessen.

5.2.1 Geometrie des Aufbaus

Ein Beitrag zur Auflösungsbegrenzung der Elektronenbunchlängenmessung ist die Geometrie des Aufbaus. Wie bereits erwähnt, lässt sich durch Variation der HF-Leistung des Choppers der longitudinale Ablenkwinkel und somit der Radius des Chopperkreises verändern. Aufgrund der begrenzten HF-Leistung und des begrenzten Platzes in der Strahlführung des S-DALINAC ist ein maximaler Radius $r = (4 \pm 0,5)\text{ mm}$ am Ort des Spaltes möglich.

Einen weiteren Effekt auf die Bunchlänge besitzt die Größe des Elektronenstrahls $d_{x,y}$. Da der longitudinale Anteil des Elektronenpulses überlagert wird mit dem transversalen Anteil ist die kleinste Bunchlänge automatisch durch den kleinsten Elektronenstrahldurchmesser begrenzt. Dieser ist mit $d_{x,y} = (1,0 \pm 0,5)\text{ mm}$ durch ein Beryllium-Target am Ort des Spaltes abgeschätzt worden. Da die Spaltbreite von $b = (100 \pm 10)\text{ }\mu\text{m}$ sehr viel kleiner ist als der kleinste zu erzeugende Strahldurchmesser, stellt dieser keinen begrenzenden Faktor für die Auflösung dar.

Zur theoretischen Bestimmung der minimalen Pulsbreite ist der durch den Spalt durchtretende Strom

$$I(t) = \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-y_0}^{y_0} I(x, y, t) a(x, y) dx dy \quad (5.1)$$

simuliert worden, mit den Parametern

$$I(x, y, t) = I_{peak} \exp \left(-\frac{\left(t - \frac{\phi}{\omega}\right)^2}{2 \left(\frac{\tau_{puls}}{2}\right)^2} - \frac{(x - r \cos(\omega t))^2}{2 \left(\frac{d_x}{2}\right)^2} - \frac{(y - r \sin(\omega t))^2}{2 \left(\frac{d_y}{2}\right)^2} \right) \quad (5.2)$$

$$a(x, y) = \Theta \left(x + \frac{b}{2} \right) - \Theta \left(x - \frac{b}{2} \right) \Theta(y). \quad (5.3)$$

Hier ist $\Theta(x)$ die Stufenfunktion, ϕ die Chopperphase, $\omega = 2\pi \cdot 3 \text{ GHz}$ die Kreisfrequenz und $2\sqrt{2 \ln 2} \tau_{puls}$ die Halbwertsbreite der Laserpulslänge. Eine Gauß'sche-Anpassung an die Daten ergibt für die oben genannten Parameter eine minimale messbare Halbwertsbreite von $(6,7 \pm 3,7) \text{ ps}$. Die hierbei große Messunsicherheit von 55 % ergibt sich durch die Abschätzung der Strahlparameter am Ort des Spaltes.

5.2.2 Strommessung

Zur Bestimmung des Strahlstroms nach dem Spalt wird ein einfacher Kupferblock als Faraday Cup verwendet, wobei der auftreffende Strom in ein Messsystem³ abgeleitet wird. Zur Rauschreduzierung lassen sich an der Stomauslese mehrere Abtastraten einstellen. Für die meisten Messungen ist die geringste Rate von 6 Hz gewählt worden, da sich dadurch das Rauschen der Cups sehr stark minimieren lässt. Dieser Wert begrenzt die maximale Geschwindigkeit für eine Bunchlängenmessung. Der hier genutzte Faraday-Cup hinter dem eingebauten Schlitz hat eine relative Stromauflösung von $< 30 \text{ pA}$ und ist dadurch auch bestens für kleine Ströme geeignet. Ein Verlust von Elektronen durch Sekundärelektronenemission oder Rückstreuung ist für die Bunchlängenmessung nicht maßgeblich und kann daher vernachlässigt werden.

5.2.3 Jitter

Zur Synchronisierung der Lasersysteme im Laserlabor wird das hochfrequente 3 GHz-Signal des Masterszillators des S-DALINAC über ein spezielles 75 m langes HF-Kabel⁴ transportiert. Aufgrund von Temperaturschwankungen kann sich die relative Phase des Signals verändern. Dieser Effekt ist im Normalfall recht langsam und daher für eine Einzelmessung irrelevant. Für den Betrieb von SPIN wird diesem Effekt allerdings eine besondere Rolle zugewiesen. Die Empfangstrukturen des S-DALINAC benötigen eine Phasenstabilität von $< 0,3^\circ \text{ rms}$, welches einen Zeitversatz von etwa 270 fs rms entspricht [58].

³ Im Institut für Kernphysik wird dazu eine Eigenentwicklung, dass sogenannte QM07, genutzt.

⁴ Ecoflex 15

In Abbildung 5.3a ist ein typischer Elektronenbunch aus einer Bulk-GaAs-Kathode dargestellt. Zur Untersuchung des Phasendriffs ist die relativ steil ansteigende Flanke benutzt worden. Diese ist in der Abbildung mit einer roten gestrichelten Linie gekennzeichnet und approximiert den gemessenen Pulsverlauf innerhalb von -60 ps bis -47 ps mit einer maximalen Abweichung von 0,5 nA sehr gut.

Zu Beginn der Messung ist eine feste Phase in der Mitte der Flanke eingestellt worden. Eine langsame Variation der Phase durch z. B. Temperaturdrifts bewirkt eine Intensitätsänderung am Faraday-Cup hinter dem Spalt. Um Intensitätsschwankungen von einem Phasendrift trennen zu können, ist der Strom des Spaltes ebenso detektiert worden. Mit Hilfe der relativen Änderung des Stromes an dieser Stelle ist die Strommessung am Ort des Faraday-Cups korrigiert worden. In Abbildung 5.3b ist das zu dieser Messung zugehörige Histogramm über 30 Minuten dargestellt. Die Halbwertsbreite des Histogramms beträgt 2,2 ps. Daraus lässt sich eine Phasenstabilität von 0,93 ps rms ermitteln. Aufgrund des nicht-symmetrischen Verhaltens ist ein Drift der Phase erkennbar.

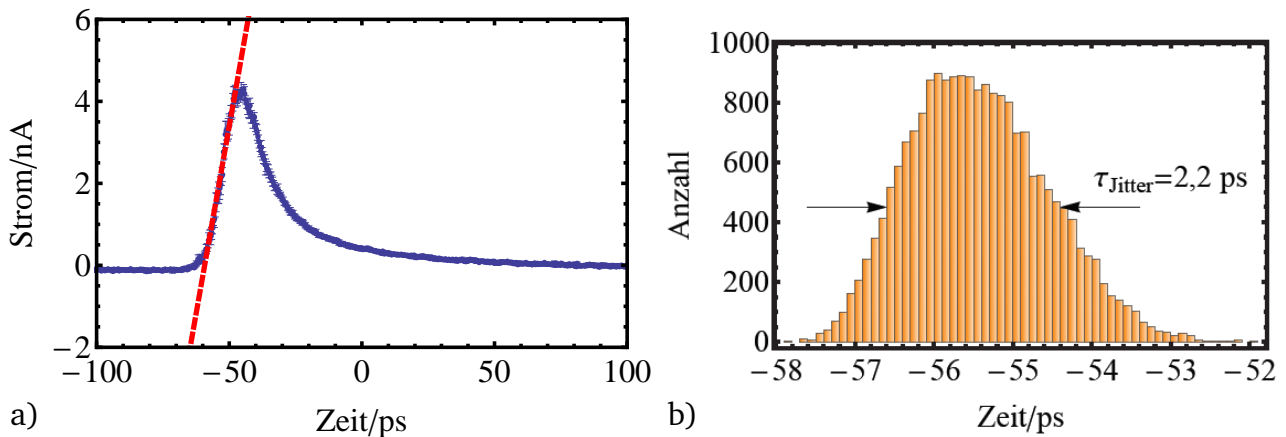


Abbildung 5.3.: a) Prinzip der Messung zur Bestimmung des Phasenjitters der Frequenz- und Phasenregelung: Dazu wird die steile Flanke eines Elektronenbunches einer Bulk-GaAs Kathode verwendet. An dieser Stelle kann eine Intensitätsänderung linear einer Phasenänderung zugewiesen werden. In b) ist eine Langzeitmessung bei fester HF-Phase über 30 min dargestellt. Die volle Halbwertsbreite des Histogramms konnte zu 2,2 ps bestimmt werden.

Im Rahmen von [59] wird eine erweiterte Phasenstabilisierung aufgebaut, welche temperaturbedingte Phasendriffs durch Kabel oder ähnliches kompensieren kann. Daher sind für künftige Experimente nur die schnellen Phasendriffs von >10 Hz von Bedeutung, die mit der hier vorgestellten Methode nur schwer detektierbar sind. Die untere Grenze der Messung ist durch das Rauschen der Faraday Cups selbst beschränkt. Es kann über die relative Genauigkeit von 30 pA des Faraday-Cups eine Phasenungenauigkeit von 40 fs rms abgeschätzt werden. Die schnellen Fluktuationen, welche durch die Frequenz- und Phasenregelung⁵ hervorgerufen werden, konnten nur nach unten abgeschätzt werden. Diese sind durch die maximale Abweichung der Kalibrierungskurve der Anpassung zu den Messdaten zu 135 fs rms bestimmt worden. Der dabei

⁵ Coherent Synchrolock

genutzte Bereich erstreckte sich über -57 ps bis -54 ps. Dieses Ergebnis ist mit dem Rauschen der Faraday Cups zu entfalten. Daraus folgt eine effektive schnelle Fluktuation von 128 fs rms.

Nicht nur HF-Regelungenauigkeiten sorgen für eine schnelle Phasenänderung, sondern auch Weglängenunterschiede entlang des Strahltransports vom Laser zur Quelle selbst. Der simulierte Phasendrift ist in Abbildung 5.4 dargestellt, der durch die Strahllagestabilisierung des Strahltransfers zustande kommen kann (siehe Kapitel 4). Darin ist eine Abweichung von <1 fs rms zu erkennen, was somit vernachlässigbar ist.

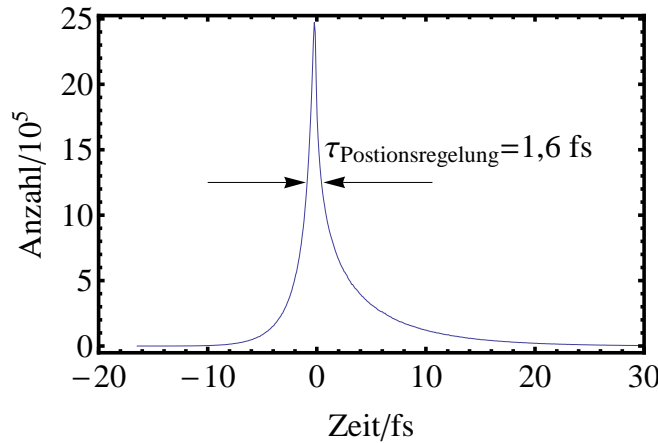


Abbildung 5.4.: Simulation des winkelabhängigen Phasendriftes. Die Halbwertsbreite der Funktion beträgt 1,6 fs und leistet daher einen vernachlässigbaren Beitrag zum Phasenjitter.

Zur Untersuchung des Pulsverhaltens der verwendeten Laser werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit die erzeugten Bunchlängen in Abhängigkeit verschiedenster Parameter angegeben. Die Gesamtmessauflösung der Elektronenbunchmessung berechnete sich mit Hilfe

$$\tau_{\text{ges}} = \sqrt{\tau_{\text{Geometrie}}^2 + \tau_{\text{Jitter}}^2 + \tau_{\text{Positionsregelung}}^2} \quad (5.4)$$

zu $(7 \pm 3,5)$ ps und ist somit im Wesentlichen rein durch die geometrische Auflösung begrenzt.

5.2.4 Modulationseffekt durch den Chopper

Wie bereits erwähnt, muss für die Elektronenbunchlängemessung die HF-Phase des Choppers oder die dazu relative Laserphase variiert werden. Es hat sich allerdings experimentell gezeigt, dass diese Annahme nicht der Realität entspricht. Eine Nichtlinearität durch die HF-Bauteile der HF-Regelung konnte ausgeschlossen werden, da auch eine Verlängerung des Laserstrahlweges, welcher ebenfalls für eine Änderung der Laserphase sorgt, den gleichen Effekt hervorruft. Es ist anzunehmen, dass der Chopper nicht rein in der TM_{110} -Mode angeregt wird, sondern die Elektronenbunchlänge longitudinal fokussiert wird, ähnlich der TM_{010} -Mode eines Prebunchers. Um diese These zu testen ist für eine feste Bunchlänge mit der SM-Laserdiode der zeitliche Amplitudenverlauf in Abhängigkeit der beiden Phasen τ_{Chopper} und τ_{Laser} vermessen worden. In Abbildung 5.5a ist diese Messung dargestellt.

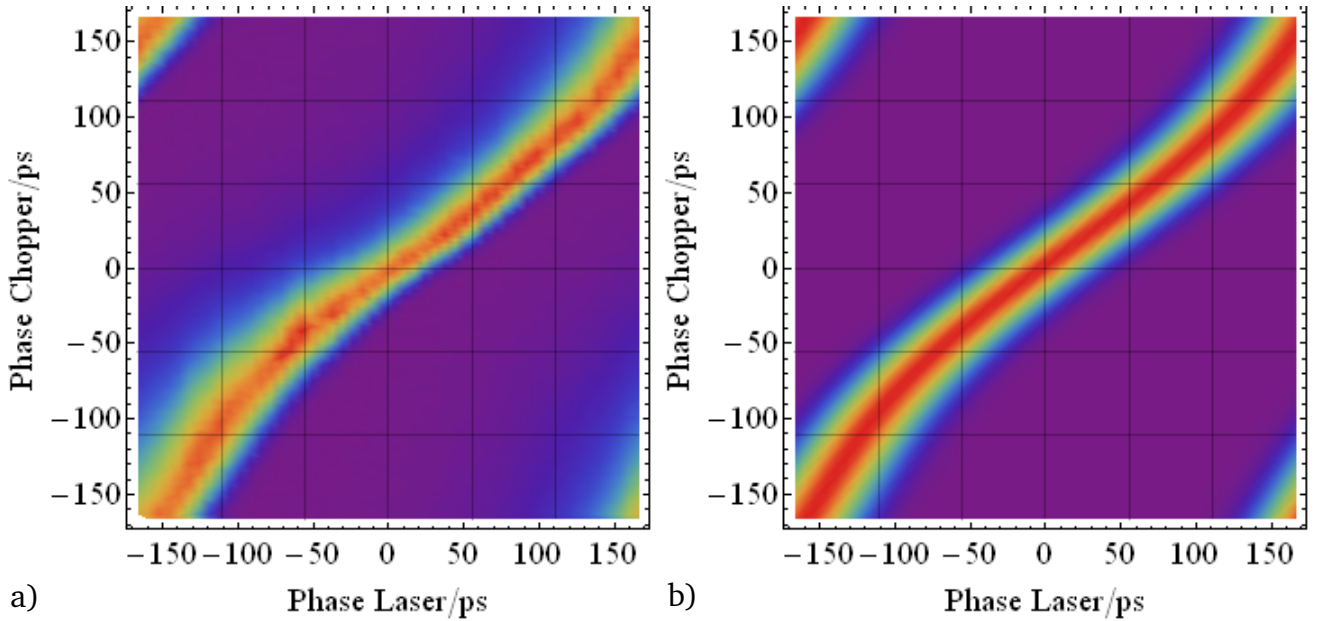


Abbildung 5.5.: Einfluss des Hochfrequenzfeldes des Choppers auf die Bunchlängenmessung. In a) ist die durch eine Lasediode erzeugte Bunchlänge für verschiedene Laserphasen aufgetragen worden. Der zu erwartende lineare Verlauf in der zweidimensionalen Ebene ist nicht vorhanden. In b) ist eine Simulation dargestellt die den Verlauf für einen modulierten Phasengang darstellt. Durch Übereinstimmung der Kurven ist zu erwarten, dass der Chopper sich ähnlich einem Prebuncher verhält.

Ohne die longitudinalen Effekte des Choppers muss die Differenz der Lasers τ_{Laser} und des Choppers τ_{Chopper} eine Konstante ergeben. In der Abbildung ist zu erkennen, dass dies nur näherungsweise gegeben ist. Zu erkennen ist ein zusätzlicher harmonischer Verlauf. Für den Fall, dass ein longitudinaler Anteil rein die Phase moduliert, ergibt sich für einen gaußverteilten Eingangs bunch $I(t)$ folgender Zusammenhang:

$$I(t) = a_0 \exp \left(-\frac{\omega t - \phi_0 + \phi_{\text{Chopper}} - \phi_{\text{Laser}} + a_1 \sin((- \phi_{\text{Laser}} - \phi_1))^2}{2\sigma^2} \right) \quad (5.5)$$

Hierbei geben ϕ_0 und ϕ_1 relative Eingangsphasen an, a_1 ist die Amplitude der longitudinalen harmonischen Phasenverschiebung durch den Chopper, $\omega = 2\pi f$ ist die Kreisfrequenz des Choppers und $\bar{\sigma} = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma$ gibt die Halbwertsbreite des Gaußprofils wider. In Abbildung 5.5b ist an die Daten aus 5.5a eine Anpassung mit der Funktion 5.5 durchgeführt worden. Der hierbei nichtlineare Parameter $a_1 = 20,22 \pm 0,12$ ist für weitere Messungen bei gleicher HF-Leistung relevant. Darüber hinaus konnte die Halbwertsbreite der Messung zu $\bar{\sigma} = (50,0 \pm 0,2)$ ps bestimmt werden.

Allerdings verändert sich gemäß der unterschiedlichen Geschwindigkeiten am Ausgang des Choppers nicht nur die Phase des Maximums, sondern auch die Breite des Elektronenbunches $\bar{\sigma}$ in Abhängigkeit der Driftstrecke zwischen Chopper und Kupferblende. Dieser Effekt ist aus Abbildung 5.6 ersichtlich und ist ungleich dramatischer als die Phasenänderung. Es ist eine Bunchlängenänderung zwischen 80 ps bis hinunter zu 30 ps gemessen worden. Da gerade mit diesem System die Bunchlänge detektiert werden soll, entsteht die Frage, welche der

erreichten Bunchlängen die Eingangsbunchlänge ist. Durch die Berechnung des Mittelwertes von Gleichung (5.5) über alle Laserphasen wird die resultierende Bunchlänge unabhängig von der Modulation. Der Mittelwert aus den Daten aus Abbildung 5.5a ergibt eine Bunchlänge von 50 ps, welches sich mit der gefundenen Bunchlänge von $(50,0 \pm 0,2)$ ps aus der Simulation von Gleichung (5.5) deckt.

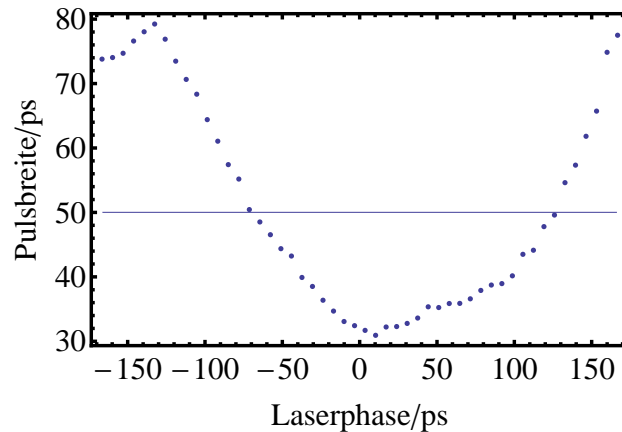


Abbildung 5.6.: Elektronenbunchlänge in Abhängigkeit der Phasendifferenz zwischen Laser und Chopper für eine Laserdiode. Es ist eine große Variation der Bunchlänge zu erkennen, der allerdings rein vom Chopper selbst herrührt. Die tatsächliche Bunchlänge vor dem Chopper ist durch die mittlere Bunchlänge der Messung von 50 ps gegeben. Aufgrund des Modulationseffektes des Choppers ist darauf zu achten, dass sich das Maximum des Elektronenbunches bei einer Messung an den Positionen -70 ps oder 126 ps befinden muss, da an diesen Stellen die Änderung des beschleunigenden longitudinalen Feldes null ist.

Zur Lösung der Modulationsprobleme des Choppers besteht die Möglichkeit, die Laserphase so zu wählen, dass das Maximum des Elektronenbunches den Chopper gerade dann passiert, wenn das longitudinale Feld innerhalb des Choppers sein Maximum findet. An dieser Stelle ist die Variation der Bunchlänge, bedingt durch die langsame Änderung des elektrischen Feldes klein und es kann davon ausgegangen werden, dass ein Bunch unverzerrt den Chopper verlässt. Abbildung 5.6 zeigt auch diese beiden Punkte. An den Positionen -70 ps oder 126 ps schneidet die Messkurve die Originalbunchlänge. Daher ist es bei weiteren Messungen möglich, anhand der Position des Maximums eine Aussage über die Verbreiterung/Verkürzung des Elektronenbunches zu treffen. Ist das Maximum an den hier angegebenen Werten, so kann die Bunchlänge direkt abgelesen werden.

5.3 Bestimmung der Elektronenpolarisation

Neben der Elektronenbunchlänge ist die Bestimmung der Elektronen-Polarisation ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit. Nach Erzeugung von SPE kann sich die Polarisation des Ensembles verändern. Dies kann durch verschiedene Magnetfelder hervorgerufen werden, die benötigt werden, um den Elektronenstrahl zu justieren oder zu fokussieren. Um nun die Gesamtpolarisation und die phasenabhängige Polarisation zu bestimmen ist z. B. ein Mottpolarimeter

notwendig.

Mottpolarimetrie [60] basiert auf der elastischen Streuung SPE an Atomkernen. Für den Fall stochastischer Spinausrichtung der Elektronen wird ein Streuexperiment durch den Rutherford'schen Wirkungsquerschnitt beschrieben.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Jedes Elektron für sich wechselwirkt allerdings aufgrund seines Spins mit den Atomkernen des Targetmaterials auf eine andere Weise. Die Protonen des Targets wirken im Ruhesystem des Elektrons als ein Strom, welcher ein Magnetfeld erzeugt. Dies sorgt mit Hilfe des magnetischen Moments $\vec{\mu} = \frac{e}{mc} \vec{S}$ des Elektrons für eine asymmetrische Ablenkung. Der neue resultierende Wirkungsquerschnitt einer ausgezeichneten Polarisationsrichtung lässt sich folgendermaßen darstellen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{spin}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{Rutherford}} (1 - S(\Theta, E, Z) \vec{P} \vec{n})$$

Die Funktion $S(\Theta, E, Z)$ bezeichnet hierbei die Sherman-Funktion. Diese hängt von dem Streuwinkel Θ , der Energie des Elektrons E und der Kernladungszahl Z des Targetmaterials ab. Die Mottpolarimetrie ist zudem von der Spinausrichtung im Bezug zur Streuebene abhängig.

$$\vec{P} \vec{n} = P_{\perp} = |P| \sin \varphi$$

Hierbei bezeichnet φ den Azimutwinkel zwischen Polarisation und Streuebene.

In Abbildung 5.7 ist die Sherman-Funktion beispielhaft für verschiedene Elektronenenergien für das Targetmaterial Gold dargestellt⁶. Die Kurven gelten für Monolagen aus Gold. Es ist bei einer Elektronenenergie von 100 keV ein Maximum bei einem Winkel von 120° zu erkennen. Ein Mott-Polarimeter misst zur Bestimmung der Elektronenpolarisation die Zählraten an zwei gegenüberliegenden Detektoren, die in einem Winkel von 120° im Bezug zum Eingangsstrahl angeordnet sind. Aus den hierbei gemessenen Zählraten N_1 und N_2 kann in einfacher Weise eine Asymmetrie A berechnet werden, woraus sich schlussendlich die Polarisation berechnen lässt:

$$A = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = S(\Theta, E, Z) P_{\perp} \quad (5.6)$$

$$P_{\perp} = \frac{A}{S(\Theta, E, Z)} \quad (5.7)$$

Folgende Fehlerquellen sind bei dieser Messung zu beachten:

- Instrumentelle Asymmetrie

Ist der Elektronenstrahl nicht mittig zwischen die beiden Detektoren einjustiert, wird aufgrund unterschiedlicher Intensität eine falsche Asymmetrie detektiert. Dies kann allerdings mit einem unpolarisierten Elektronenstrahl erkannt und minimiert werden. Da die genaue

⁶ Für ein Mott-Polarimeter wird meistens Gold als Targetmaterial verwendet, da es das günstigste Edelmetall mit einer großen Masse ist.

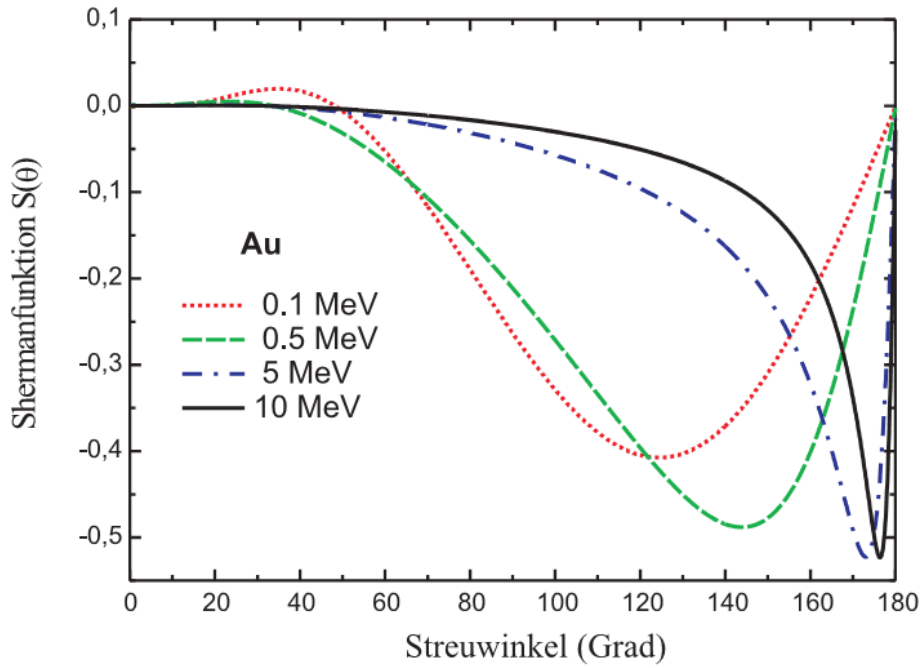


Abbildung 5.7.: Sherman-Funktion für verschiedene Elektronenenergien für das Targetmaterial Gold. Diese theoretischen Kurven gelten nur für eine Monolage von Gold [14].

Justage sehr aufwändig ist, werden in der Regel vier anstatt der zwei einzelnen Detektoren genutzt, die um 90° gegeneinander versetzt sind. Durch zwei Einzelmessungen mit unterschiedlichen zirkularer Laserpolarisation (σ^+ und σ^-) und der daraus unterschiedlichen Elektronenpolarisation des erzeugten SPE, lässt sich aus den einzelnen Asymmetrien der Detektoren I, III und II, IV eine Gesamtasymmetrie zu

$$A_{\text{ges}} = \sqrt{A_{I,III}^2 + A_{II,IV}^2} \quad (5.8)$$

mit

$$A_{i,j} = \frac{1 - N_{i,j}}{1 + N_{i,j}} \quad (5.9)$$

$$N_{i,j} = \sqrt{\frac{N_i^+ N_j^-}{N_i^- N_j^+}} \quad (5.10)$$

berechnen, die dann unabhängig von Justagefehlern [14] ist. Dabei sind die Detektoren I und III senkrecht zu den Detektoren II und IV angeordnet.

- **Vielfachstreuung am Targetmaterial**

Die Shermanfunktion gilt nur für monolagige Targets. Bei dickeren Materialien kommt es zu Vielfachstreuungen, die die Asymmetrie senken können. Da die hier verwendeten Folien zwischen 60 nm bis 500 nm dick sind, muss eine Interpolation der Daten zum Nullpunkt durchgeführt werden. Hierbei entsteht in der Regel der größte Fehler der Polarisationsmessung, da die Interpolationsformel nicht bekannt ist und somit über verschieden mögliche Funktionen gemittelt wird [14].

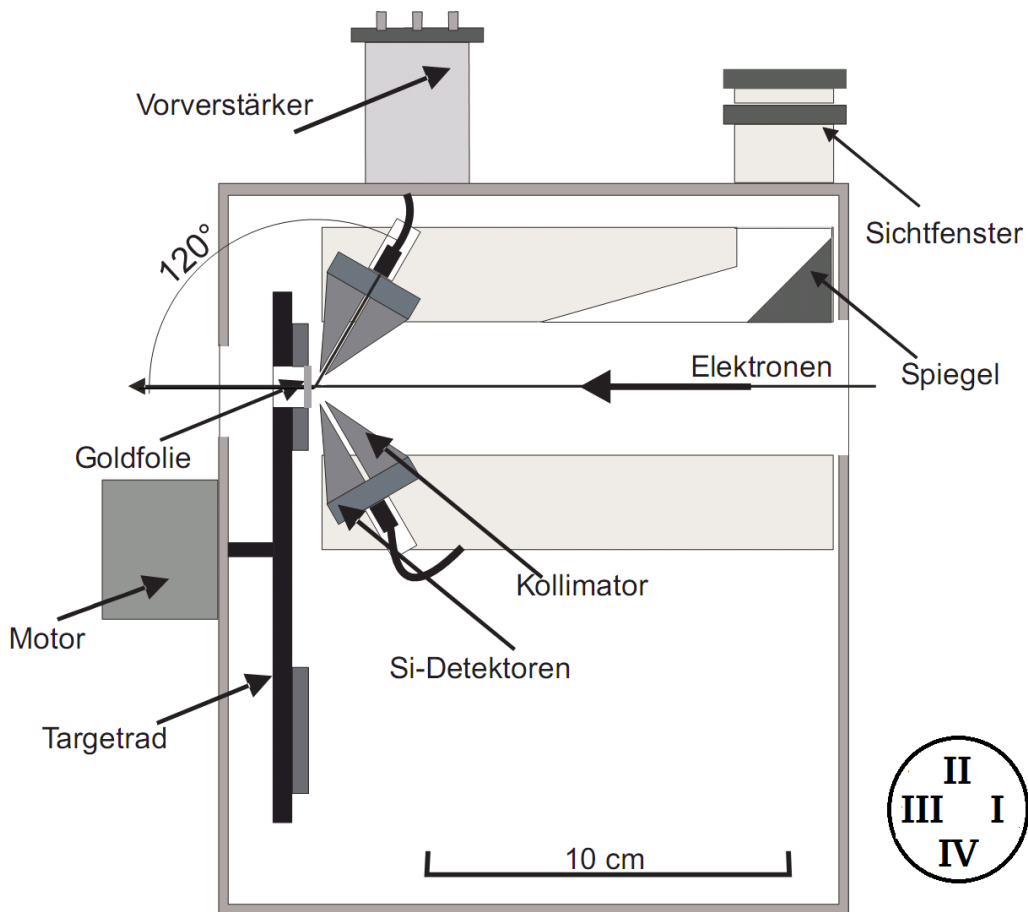


Abbildung 5.8.: Schematische Darstellung des im Rahmen von [14] installierten Mottpolarimeters. Die SPE treffen von rechts in das Polarimeter ein und werden an einer Goldfolie in einem Raumwinkel von 120° gestreut. Die vier benutzten Si-Detektoren sind durch einen Kollimator von Sekundärstrahlung geschützt und liegen in der Streuebene der SPE. Das erzeugte Signal wird über einen Vorverstärker zur Ausleselektronik geleitet. Durch ein Targetrad ist es möglich, verschiedene Folien-dicken in die Streuebene zu fahren. Unten rechts in der Grafik ist die Detektoransicht aus Sicht der gestreuten Elektronen angegeben.

- Wienfilter

Zur Kontrolle der Polarisation über eine Drehung des Elektronenspins mit einem Magnetfeld wird ein Wienfilter [61] eingesetzt. Mit diesem ist es möglich den longitudinalen Spin, wie er von SPIN erzeugt wird, transversal in die horizontale Ebene zu drehen. Genauso ist es möglich einen durch magnetische Elemente im Strahlengang präzedierten Spin durch vorherige Manipulation in seine longitudinale Position zurück zu transferieren. Dies ist zum einen für Experimente mit SPE von Bedeutung, zum anderen wird dieser Effekt für die Mottpolarimetrie benötigt, da dort der Spin transversal ausgerichtet sein muss. Durch falsche Einstellung des Wienfilters wird somit nur eine Teilasymmetrie gemessen und resultiert in einer geringeren messtechnischen Polarisation

- Intensitätseffekte der Detektoren

Zur Messung der Intensität der gestreuten Elektronen wird die elastische Linie detektiert

und ausgewertet. Die Detektoren liefern bei jedem Eintreffen eines Elektrons einen Spannungspuls, dessen Höhe proportional zu dessen Energie ist. Die Elektronik⁷ ist in der Lage bis zu 1 kHz dieser Pulse noch sauber zu trennen. Ist die einfallende Rate zu groß, werden die Pulshöhen durch aufeinanderfolgende Spannungspulse verfälscht. Dieses Verhalten ist in der Messung aufgrund des energieaufgelösten Verhaltens direkt zu erkennen. Die einzige Lösung besteht darin, den Strahlstrom zu begrenzen.

- Rauschen des Messsystems

Ein Rauschsignal, wie es z. B. durch einen schlechten Kontakt zur Masse auftreten kann, ist in der Lage, in der Elektronik unabhängig vom Signal Fehlereignisse zu produzieren. Diese Fehlereignisse sind häufig in einem anderen Energiebereich, als der betrachtet wird. Allerdings beschränken diese Ereignisse die Anzahl der messbaren wirklichen Elektronen. Entsprechen die rauschinduzierten Signale einer Frequenz von weniger als 1 kHz, so kann eine Messung prinzipiell gestartet werden. Sind die Signale größer, kann keine elastische Linie mehr detektiert werden. Es sei anzumerken, dass bei einem auftretenden Rauschen die Messzeit unter Umständen dramatisch erhöht werden muss, um noch akzeptable Ergebnisse erzielen zu können.

- Detektorauslese

Für jeden Detektor wird ein eigener Eingang am Messsystem benutzt, welches intern für jeden Eingang ein separates Energie-Spektrum ausgewertet. Es ist allerdings nur möglich, ein Spektrum durch eine Abfrage auszulesen. Während dieses Vorganges ist es aber beim verwendeten Modul nicht möglich, die laufende Messung zu stoppen, was zu höheren Ereigniszahlen (entweder durch stochastische Prozesse oder durch gestreute Elektronen) der weiteren Eingänge führt. Da ein solcher Effekt zu einer Asymmetrie führen kann, bestand Bedarf in einer Korrekturfunktion.

Daher ist zur Minimierung dieses Fehlers das Rauschen des gleichen Kanals mehrmals hintereinander aufgenommen worden, wobei jeweils die Summe aller Ereignisse gemessen wurde. Mit Hilfe der dabei linear ansteigenden Ereignisse konnte eine Zeitdifferenz von 118 ms zwischen jeder Messauslese identifiziert werden. Die gemessenen Teilchenspektren sind im Folgendem in Abhängigkeit der Gesamtmesszeit auf diese Zeitkonstante kalibriert worden. Diese hat allerdings nur Auswirkungen bei sehr kurzen Messzeiten.

- Messzeit

Zur Reduzierung der Messungenauigkeiten muss aufgrund der maximalen Detektionsrate von 1 kHz die Messzeit verlängert werden. Für eine statistische Genauigkeit von $<1\%$ pro Kanal der Elektronik werden mindestens 10^4 Ereignisse benötigt. Da die Breite der elastischen Linie etwa 10 Kanäle entspricht werden somit für die Gesamte Messung mindestens 10^5 Ereignisse benötigt welches eine Messzeit von 10 s bei maximalen Strom entspricht. Aufgrund des Wechsels zwischen links- und rechts SPE verdoppelt sich dieser Wert noch einmal.

In Abbildung 5.9 sind vier Spektren einer Polarisationsmessung einer Superlattice-Kathode dargestellt. Die unterschiedlichen Schattierungen innerhalb einer Abbildung geben die Asymmetrie an, die durch das Schalten der zirkularen Laserpolarisationsrichtung verursacht wird.

⁷ Clearpulse 1216R PHA

Die Detektoren sind wie im Messaufbau 5.8 dargestellt: Sowohl Detektor I und III, als auch Detektor II und IV sind ein Paar und liegen somit gegenüber. Für die Messung wurde eine 150 nm starke Goldfolie mit einer Sherman-Funktion von $0,175 \pm 0,02$ [14] benutzt.

Die gemessene Asymmetrie innerhalb der elastischen Linie ergibt einen Wert von 10 % oder einer Polarisation von $(57,1 \pm 6,5) \%$ (Der hier gemessene niedrigen Polarisationsgrad resultiert in einem schlechten Präparationsprozess der Kathode. Diese Tatsache wird im nächsten Kapitel ausführlicher erläutert.). In dieser Messung ist in den Kanälen abseits der elastischen Linie ebenfalls eine Asymmetrie zu verzeichnen. Dieser Energiebereich deutet in der Regel auf eine zu hohe Detektionsrate hin, welcher allerdings keine Asymmetrie aufweisen sollte. Durch einbeziehen dieser Daten ergibt sich eine Asymmetrie von nur noch 9 % oder einer Polarisation von $(51,4 \pm 5,9) \%$.

Es ist zu vermuten, dass der Elektronenstrom leichte Variationen in der Intensität beim Umschalten der zirkularen Laserpolarisation aufweist. Dies resultiert in einer erhöhten Teilchendetektion mit σ^- -Licht und daraus folgend in einer verfälschten messtechnischen Asymmetrie. Durch betrachten der Gesamtteilchenzahl konnte eine prozentuale Intensitätsänderung von 4,4 % durch das Umschalten der Laserpolarisation gemessen werden. Wenn die Berechnung der Asymmetrie nach Gleichung (5.8) durchgeführt wird, fällt diese Intensitätsänderung aus der Berechnung heraus. Dies gilt allerdings nur dann, wenn die Gesamtteilchenzahl betrachtet wird. Daher sind in den folgenden Berechnungen der Asymmetrien immer alle Energiekanäle untersucht worden.

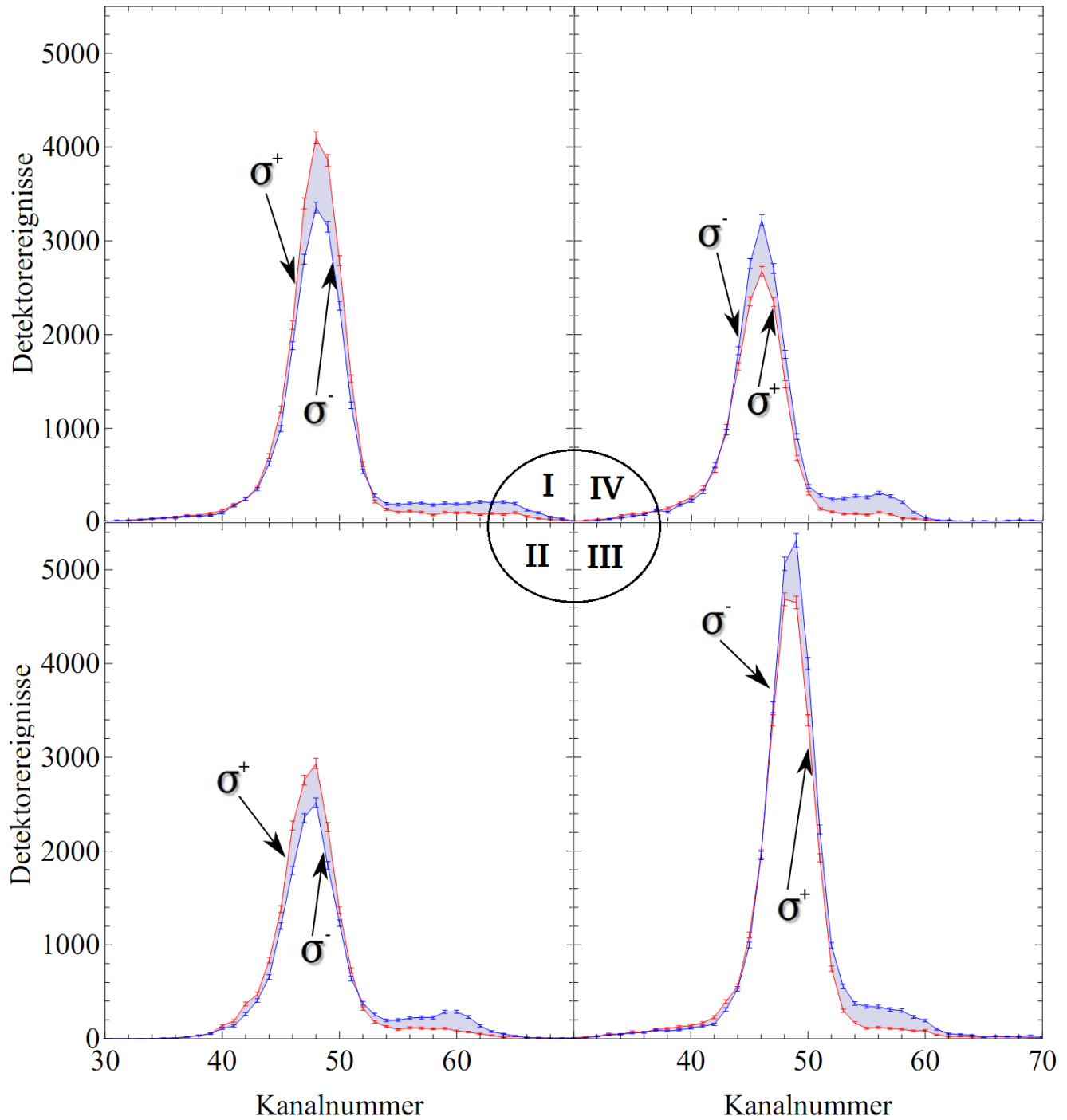


Abbildung 5.9.: Gemessene Ereigniszahlen an den Detektoren I-IV. Die gesamte Messzeit dieser Spektren betrug 60 s. Grau hinterlegt ist jeweils die Veränderung bei Umschalten der zirkularen Laserpolarisation. Die Position der Detektoren ist in der Grafik im inneren Kreis dargestellt. Folgende Messparameter wurden genutzt: Streuwinkel $\Theta=120^\circ$, Energie des Elektronenstrahls $E=100\text{ keV}$, Azimutwinkel $\varphi=90^\circ$ und Goldfoliendicke $d_{\text{Au}}=150\text{ nm}$.

Zur theoretischen Klärung des Ultrakurz-Pulsverhaltens der Laserdioden werden die Raten-gleichungen [63] einer Halbleiterlaserdiode herangezogen:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - \frac{N(t)}{\tau_n} - \sum_{\mu=1}^{\mu=M} G_{\mu} P_{\mu}(t) \quad (6.1)$$

$$\frac{dP_{\mu}(t)}{dt} = \Gamma_{\mu} \left(G_{\mu} - \frac{1}{\tau_p} \right) P_{\mu}(t) + \beta_{\mu} \frac{N(t)}{\tau_n} \quad (6.2)$$

Gleichung (6.1) gibt hierbei die zeitliche Änderung der Elektronendichte dN/dt im Halbleiter an. Gleichung (6.2) dagegen zeigt die zeitliche Änderung der Photonendichte dP_{μ}/dt , welche für den optischen Puls verantwortlich ist. Die hierbei benötigten Parameter der Gleichung sind das Volumen der aktiven Zone V , die Lebensdauer des Elektronenstroms τ_n sowie der Photonendichte τ_p , dem Verstärkungsfaktor G_{μ} für eine Mode μ , dem Verhältnis von deponierter Energie in der aktiven Zone zu eingestrahelter Energie in die Halbleiterdiode Γ_{μ} , dem Faktor der spontanen Emission β_{μ} und des injizierten Elektronenstroms $I(t)$.

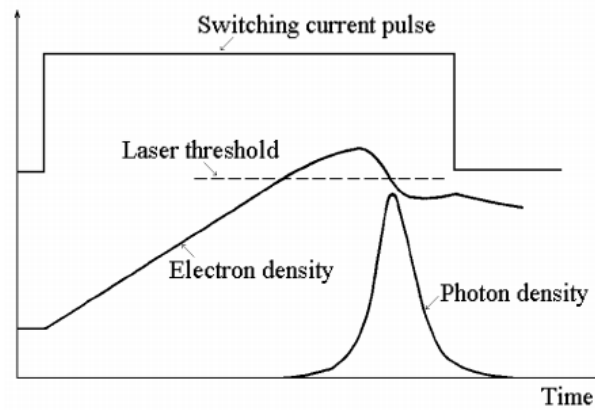


Abbildung 6.2.: Prinzipieller Verlauf der Erzeugung ultrakurzer Pulse mit Hilfe einer Laserdiode [64]: Durch einen positiven Stromstoß wächst die Elektronendichte im Halbleiter kontinuierlich an, bis die stimulierte Emission die Oberhand gewinnt. Zu diesem Zeitpunkt fällt die stimulierte Elektronendichte exponentiell ab.

Abbildung 6.2 zeigt den prinzipiellen Verlauf der Pulserzeugung in einer Laserdiode. Nach dem Eintreffen von Ladungsträgern durch z.B. einen HF-Puls mit der Dauer τ_{Puls} steigt die Elektronendichte im Halbleiter bis zur Laserschwelle mit

$$N(t) \stackrel{\tau_n \gg \tau_{\text{Puls}}, P_{\mu}(t) \approx 0}{=} \int \frac{I(t)}{eV} dt \quad (6.3)$$

an. Ab diesem Zeitpunkt beginnt die Photonendichte $P_{\mu}(t)$ sehr schnell zu steigen, welches zu einer Reduzierung der Elektronendichte durch den Term

$$N(t) \propto \int - \sum_{\mu=1}^{\mu=M} G_{\mu} P_{\mu}(t) dt \quad (6.4)$$

führt. Erreicht die Elektronendichte wieder die Laserschwelle, sinkt die Photonendichte wieder exponentiell ab. Am Ende des HF-Pulses fällt die Elektronendichte schließlich wieder durch die Lebensdauer des Elektronenstroms τ_n auf ihr Minimum. Es ist an diesem Beispiel zu erkennen, dass der erzeugte Laserpuls sehr viel kürzer ist als die Länge des HF-Eingangspulses.

Nach diesem Schema zu urteilen, ist durch Erhöhung des mittleren Injektionsstroms zum einen eine frühere Pulsphase zu erwarten, da die Elektronendichte zeitlich gesehen den Wert der Laserschwelle früher erreicht und somit auch die Photonendichte schneller erhöht. Zum anderen muss sich die zeitliche Länge des Laserpulses aus dem gleichen Grund verlängern.

Im Folgenden wird das Pulsverhalten der beiden in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden dargestellt. Zunächst wird auf die 785 nm-SM-Diode zur Produktion von SPE eingegangen. Des Weiteren wird die 415 nm-SM-Diode behandelt, die für einen unpolarisierten Hochstrom-Elektronenstrahl von SPIN sorgen kann.

6.1.1 Messungen mit der 785 nm-SM-Diode

Zur Bestimmung der Pulslängen der Laserdiode ist der daraus produzierte Elektronenbunch mit der Chopper-Spalt-Methode vermessen worden. Abbildung 6.3 zeigt den gemessenen zeitlichen Verlauf in Abhängigkeit der mittleren Laserleistung. Bei kleinen Leistungen von bis zu 30 mW ist hier eine klare Pulsstruktur zu erkennen. Auch eine Phasenverschiebung zu kürzeren Ankunftszeiten ist direkt aus dem Plot ablesbar. In Abbildung 6.4 ist darüber hinaus die gemessene Bunchlänge sowie die detektierte Phase dargestellt.

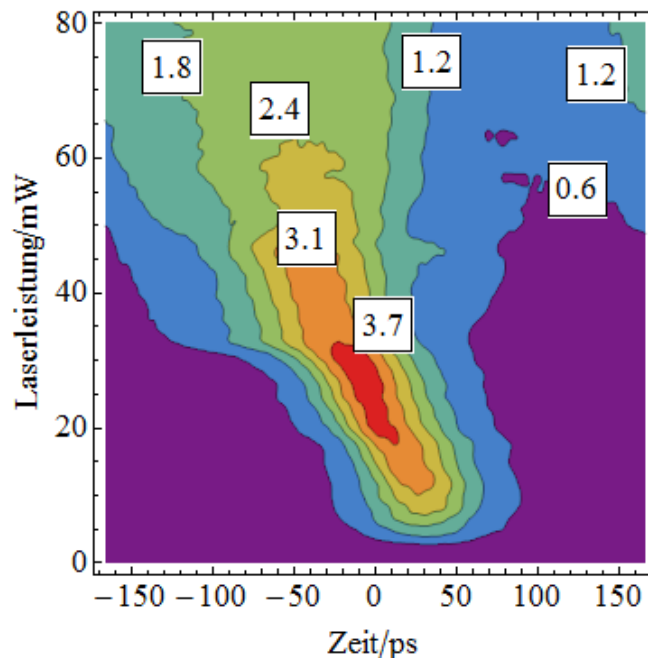


Abbildung 6.3.: Elektronendichte in Abhängigkeit der mittleren Laserleistung und der Zeit. Die einzelnen Zahlenwerte geben die relative Intensität des Elektronenstrahls an den farblichen Übergängen an. Zu sehen ist ein Kurzpulsverhalten für mittlere Laserleistungen von <30 mW.

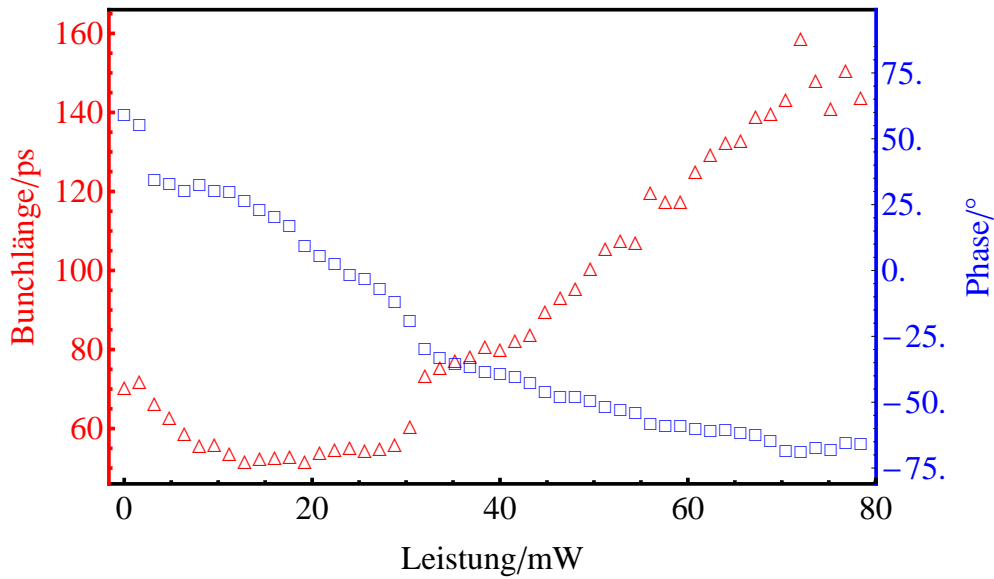


Abbildung 6.4.: Pulslänge und Phasenverhalten in Abhängigkeit der mittleren Laserleistung. Ab einer mittleren Leistung von 30 mW steigt die Pulslänge sehr stark an. Die relative Phase des Signals fällt in etwa linear mit der Laserleistung ab, was auch aus dem prinzipiellen Verlauf aus Abbildung 6.2 zu erwarten ist.

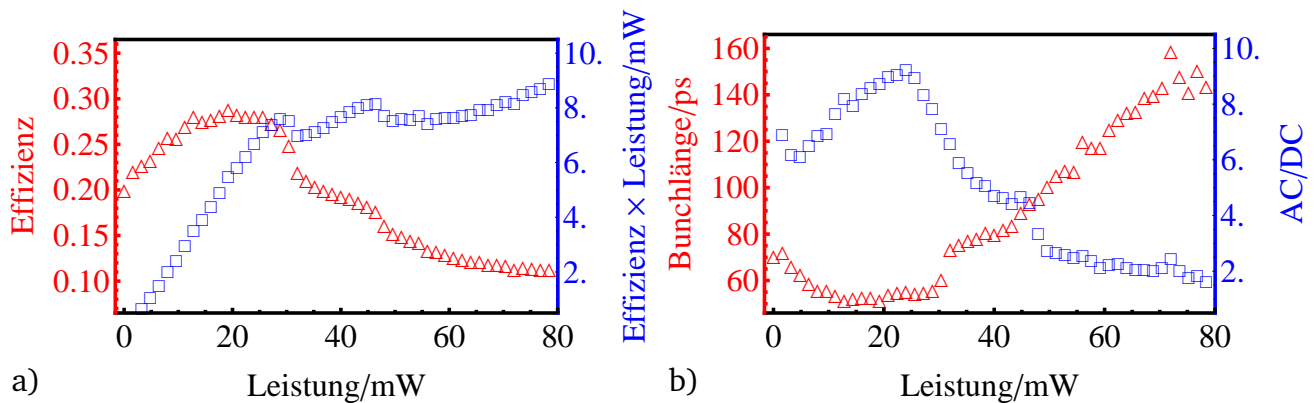


Abbildung 6.5.: a) Effektiv nutzbare Leistung hinter der Chopperblende durch den Pulsbetrieb der 785 nm-Laserdiode. Durch das Produkt von Effizienz und Leistung ist erkennbar, dass ab einer mittleren Leistung von 30 mW kein nennenswerter Stromzuwachs zu erwarten ist. b) zeigt Pulslänge und Verhältnis von Puls zu Untergrund (AC/DC). Eine optimale Pulsung der Laserdiode ist bei 25 mW zu finden.

Interessant für die Verlängerung der Lebensdauer der SPIN ist allerdings nicht die Länge der generierten Laserpulse, sondern der effektiv nutzbare Elektronenstrom hinter der Chopperblende des S-DALINACs, welcher in Abbildung 6.5a aufgetragen ist. Dort ist ein effektiver Strahlstrom von ca. 28 % bei einer mittleren Laserleistung von 20 mW zu erkennen. Da nur die Elektronen weiter beschleunigt werden können, welche die Blende durchqueren, kann eine effektive maximale Laserleistung durch Multiplikation der Effizienz und der Laserleistung gewonnen werden. Es ist zu erkennen, dass ab einer mittleren Laserleistung von 30 mW kein nennenswerter Zuwachs an nutzbaren Elektronen hinter der Blende zu erzeugen ist. An dieser Messung ist zu erkennen, dass bei einer QE einer Superlattice-Kathode von $2 \mu\text{A}/\text{mW}$ ein maxi-

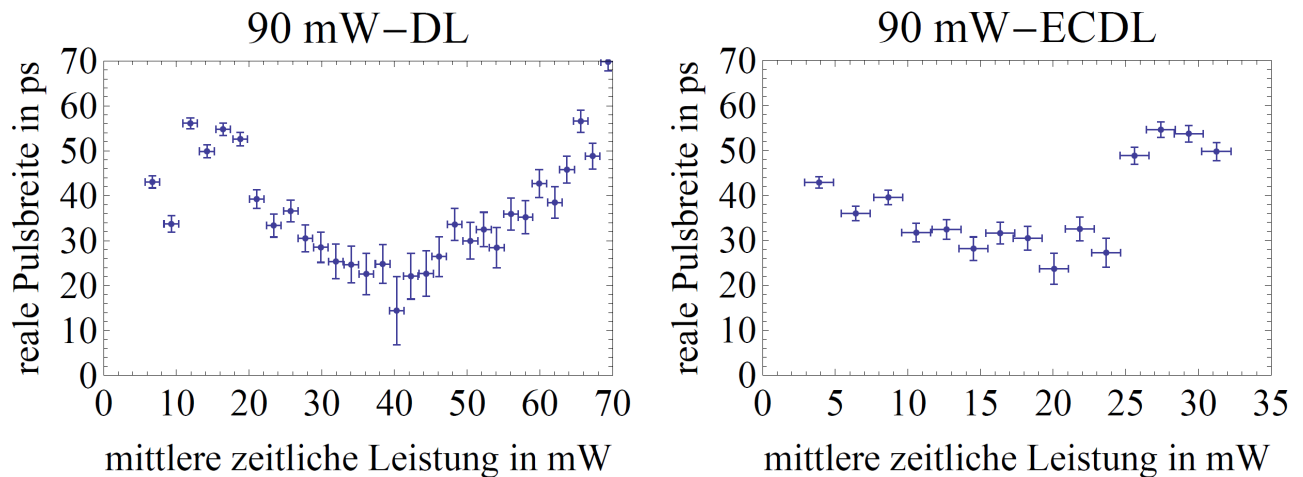


Abbildung 6.6.: Pulseigenschaften der Laserdiode ADL-78901T mittels Strommodulation [38]. Während die minimale Pulsbreite für eine einfache Laserdiode von der mittleren zeitlichen Leistung abhängt, ist sie im Aufbau des ECDL näherungsweise unabhängig.

maler mittlerer Strom hinter der Blende von $60 \mu\text{A}$ möglich ist, der sich allerdings im weiteren Verlauf nicht weiter steigern lässt, obwohl Leistungsreserven der Laserdiode vorhanden sind. Daher ist die Laserdiode für polarisierte Hochstromexperimente nicht geeignet.

Ist das Verhältnis von eingestrahlter HF-Leistung zu angelegtem DC-Strom klein, entsteht am Ausgang der Laserdiode zuzüglich zum Laserpuls auch noch ein Offset aus Photonen. Dieser kann aufgrund der Chopperblende im Injektionssystem des S-DALINAC nur zu 11 % weiter genutzt werden. Daher ist in Abbildung 6.5b das HF-Amplituden-zu-Offset-Verhältnis gegenüber der Laserleistung dargestellt. Zur besseren Veranschaulichung ist auch hier die Bunchlänge zusätzlich angegeben. Zu erkennen ist ein maximales Verhältnis von 9,5 bei einer mittleren Leistung von 25 mW.

In [38] ist die Pulsbreite der gleichen Diode mit einer schnellen 40 GHz Photodiode bestimmt worden. Abbildung 6.6 zeigt die entsprechende Messung über die mittlere zeitliche Leistung aufgetragen. Die dort gefundene minimale Pulsbreite von 20 ps bei einer mittleren Leistung von 40 mW konnte mit der oberen Messung nicht bestätigt werden. Dies ist allerdings dadurch zu erklären, dass die verwendete HF-Leistung in der Masterarbeit eine Amplitude von 30 dBm aufwies. Aufgrund von Schwankungen der HF-Amplitude belief sich die genutzte HF-Leistung am Eingang der Laserdiode bei den hier gezeigten Daten bei maximal 24 dBm. Im Rahmen dieser Dissertation konnte die Messung nicht mehr mit höherer HF-Leistung durchgeführt werden, da keine Strahlzeit am S-DALINAC verfügbar gewesen war.

6.1.2 Messungen mit der 415 nm-SM-Diode

Auch mit der 415 nm-SM-Diode sind Bunchlängenmessungen durchgeführt worden. Im Vergleich zu den Messungen der 785 nm-SM-Diode standen hier allerdings 36 dBm HF-Leistung zur Verfügung. In Abbildung 6.7 ist sowohl die Pulsbreite, als auch die Effizienz durch die Chop-

perblende, als Funktion der Laserleistung dargestellt. Zu erkennen ist, dass mit der 415 nm-SM-Diode kürzere Pulslängen erreicht werden konnten als es mit der 785 nm-SM-Diode der Fall gewesen ist. In diesem Fall steigt die Effizienz auf bis zu 85 % an. Somit ist diese Diode bestens dazu geeignet, einen hohen unpolarisierten Elektronenstrom zu erzeugen und effizient auszunutzen.

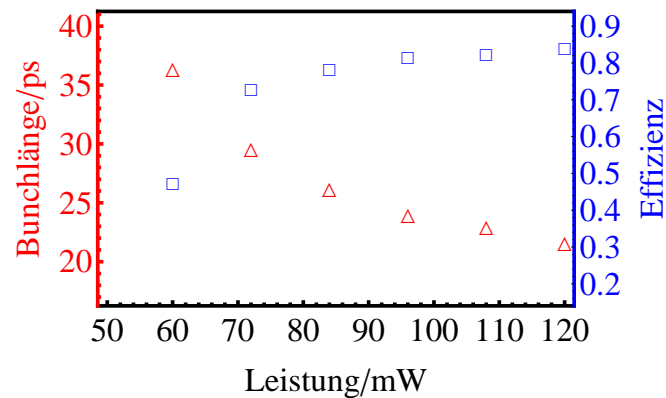


Abbildung 6.7.: Pulslänge und Effizienz in Abhängigkeit der mittleren Laserleistung der 415 nm-SM-Diode. Ein Abfallen der Pulslänge (rote Dreiecke) zu höheren Laserleistungen ist deutlich zu erkennen sowie, daraus resultierend, ein Anwachsen der effektiv nutzbaren Elektronen (blaue Quadrate) nach der Chopperblende.

6.2 Titan:Saphir-induzierte Elektronenbunche

Ähnlich der Problematik zu den Laserdioden bestand auch beim Ti:Sa-Lasersystem die Frage nach der maximalen Effizienz. Im Rahmen dieser Arbeit ist dieser Effekt für eine Bulk-GaAs- und einer Superlattice-Kathode untersucht worden. Abbildung 6.8 zeigt den Vergleich der beiden Kathodensorten im Bezug zu den Bunchlängenprofilen. Die Bunche weisen beide eine ähnliche Länge von 28 ps auf. Während sich die Antwortfunktion der Superlattice-GaAs-Kathode nahezu gaußförmig verhält, besitzt die Bulk-GaAs-Kathode eine langsam auslaufende Flanke.

Die Bestimmung der maximalen Transmission durch die Chopperblende konnte aufgrund der begrenzten Strahlzeit am S-DALINAC nur für eine Bulk-GaAs-Kathode durchgeführt werden. Da die Anstiegsflanke der Bulk- im Vergleich zur Superlattice-Kathode sich ähnlich gaußförmig verhält, ist diese Flanke im weiteren Verlauf genutzt worden, um die Antwortfunktion der Superlattice-Kathode zu simulieren. Dazu sind an die Daten der Bulk-Kathode Anpassungen mit einer Gauß-Funktion durchgeführt worden, wobei eine Gewichtung von eins auf die ansteigende Flanke und eine Gewichtung von null auf die abfallende Flanke gelegt wurde. Die Laserpulslänge am Ort der Kathode ist in dieser Messung nicht gemessen worden, sollte allerdings unter einer Pikosekunde liegen.

Abbildung 6.9 zeigt diese Messung. Mit den Bulk-GaAs-Kathoden war eine konstante Effizienz von etwa 70 % durch die Chopperblende möglich. Aufgrund der Gauß-Anpassungen an die Bulk-Daten kann für eine Superlattice-Kathode eine 20 %ige Steigerung der Effizienz erwartet werden.

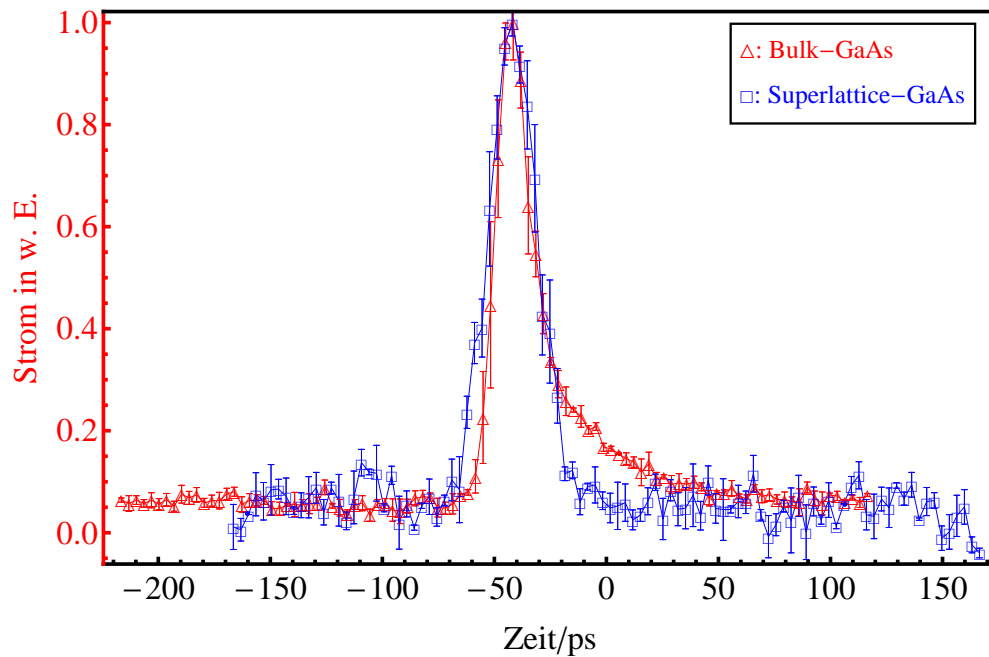


Abbildung 6.8.: Vergleich von einem Elektronenpuls aus einer Superlattice- und einer Bulk-GaAs-Photokathode. Die Halbwertsbreite der Bunchlängen sind mit ca 28 ps ähnlich gewählt worden. Zu erkennen ist der relativ langsame Abfall des Elektronenpulses einer Bulk- im Vergleich zu einer Superlattice-GaAs-Kathode, welche sich gaußförmig verhält. In beiden Fällen ist der der Laserpuls über den Pulskompressor und die Glasfaser zur Kathode geführt worden.

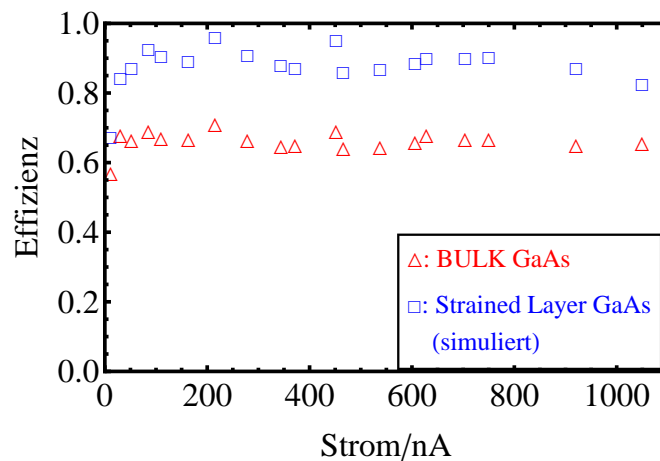


Abbildung 6.9.: Effizienz der transmittierten Elektronen durch die Chopperblende. Für Bulk-GaAs-Kathoden sind Effizienzen von 70 % gemessen worden und für hochpolarisierte Kathoden ein Wert von 90 % zu erwarten. Die Ungenauigkeiten der Gauss-Anpassungen sind hierbei sehr viel kleiner als die Messdaten gewesen, weshalb sie in dieser Abbildung nicht mit eingezeichnet worden sind.

6.2.1 Raumladungseffekte

Raumladungseffekte begrenzen die minimal zu erzeugende Bunchlänge der SPIN. Den größten Beitrag erfahren die Elektronen in den ersten Zentimetern beim Austritt aus der Kathode.

Zur Bestimmung des kürzesten Bunches ist es interessant zu wissen, ab welcher Bunchladung ein Auseinanderdriften des Elektronenstrahls zu beobachten ist.

In [23] ist dieser Effekt für eine Superlattice-Kathode gemessen worden. Dort wurde eine leistungsabhängige Vergrößerung der Bunchlänge ab einer Bunchladung von 0.01 fC gefunden. In dieser Arbeit konnte dieser Effekt nur bei einer Bulk-GaAs-Kathode überprüft werden (siehe Abbildung 6.10). Hierbei wurde ein über den Strahltransfer übertragender Laserpuls des Ti:Sa-Lasers mit der variablen Linse, auf einen Fokus von $(40 \pm 20) \mu\text{m}$ Größe abgebildet. In der Messung ist sowohl der Elektronenstrahldurchmesser als auch die Bunchlänge in Abhängigkeit der Bunchladung dargestellt. Die Bunchlänge ist zusätzlich mit der Auflösung der Chopper-Schlitz-Methode entfaltet worden. Zu erkennen ist ein konstantes Verhalten der Bunchlänge bis etwa 1 fC, danach vergrößert sie sich aufgrund von Raumladungseffekten. Ein ähnliches Bild zeigt sich bei der Betrachtung des Strahldurchmessers. Auch hier beginnt der Anstieg bei etwa 1 fC, wogegen der Strahldurchmesser davor konstant ist.

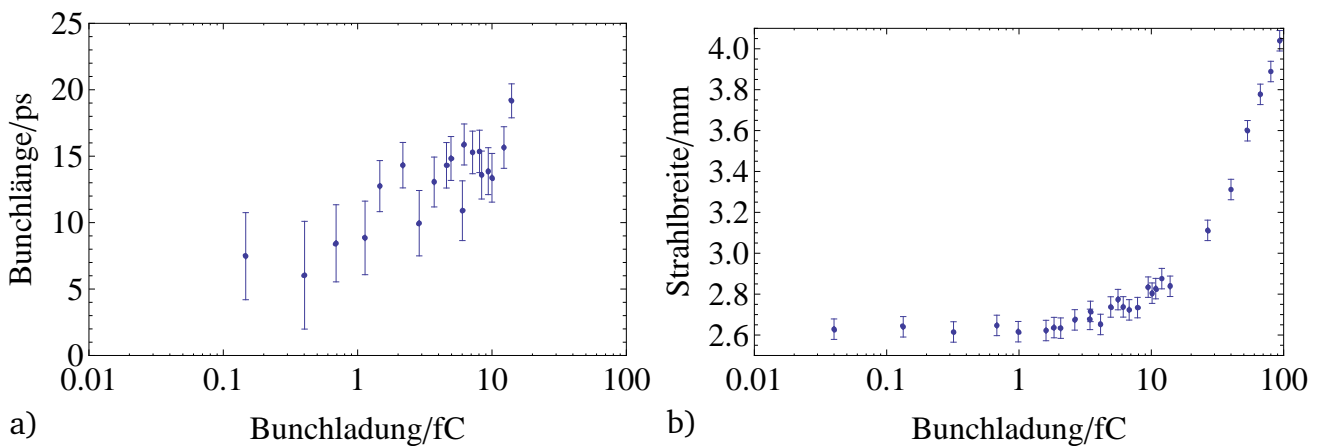


Abbildung 6.10.: a) Vergrößerung der Bunchlänge in Abhängigkeit der Bunchladung. Es ist ein Raumladungseffekt ab einer Bunchladung von 1 fC zu verzeichnen. Dies ist auch an der Vergrößerung der transversalen Strahlbreite bei ähnlichen Bunchladungen zu erkennen b).

6.2.2 Variation der Elektronenbunchlänge

Mit Hilfe des Aufbaus des Dispersionskompensators aus Kapitel 4.2.5 konnte die Laserpuls-
länge und damit auch die Elektronenbunchlänge variiert werden.

In Abbildung 6.11 ist die Elektronenbunchlänge für verschiedene Abstände des 180° Um-
lenkprismas innerhalb des Puls kompensators dargestellt. Bei Variation reduziert sich die Bun-
chlänge von ca. 80 ps auf etwa 35 ps. Aufgrund der geometrischen Limitierung des optischen
Tisches, konnte die minimale Bunchlänge während dieser Messung nicht mit aufgenommen
werden weshalb sie in [65] noch vorgesehen ist. Da die Bunchlängen direkt am Beschleuniger
aufgenommen wurden, enthalten diese Verbreiterungsmechanismen, auf die genauer in Kapitel
5.2 eingegangen worden ist.

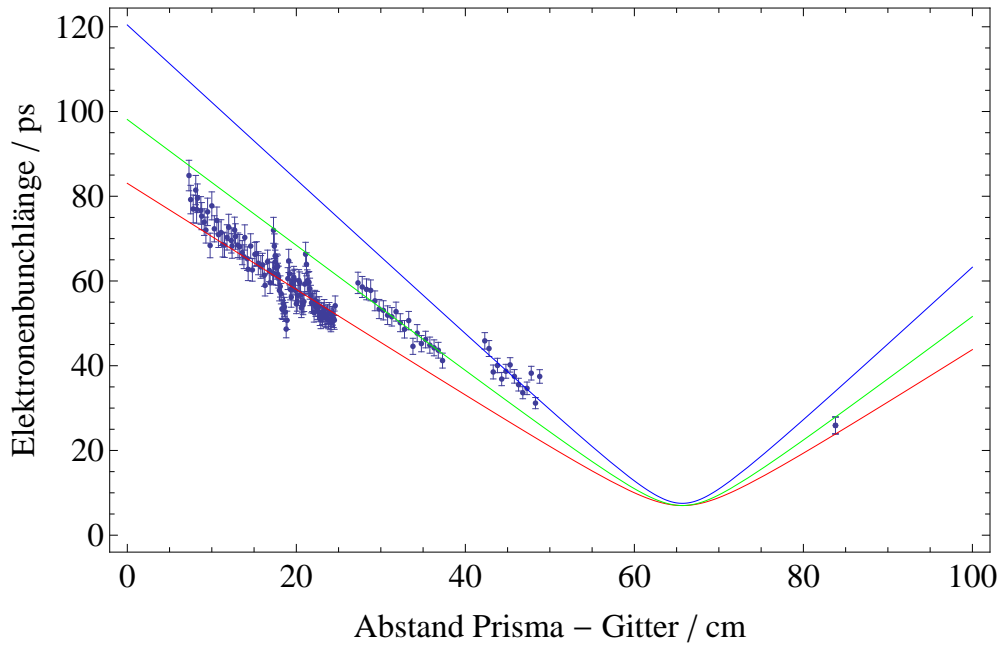


Abbildung 6.11.: Messung der minimalen Pulsbreite bei Variation des Abstandes $L_{\text{sep}}/2$ des zurückreflektierenden Prismas im Aufbau des Dispersionskompensators (Abbildung 4.5). Das Minimum befindet sich bei einem Abstand von $(65,7 \pm 0,5)$ cm bei einer minimalen Auflösung von 7 ps FWHM. Die Unterschiedlichen Anpassungen in rot (untere), grün (mittlere) und blau (obere) geben drei unterschiedliche Messsätze wieder. Die Differenzen in den Steigungen liegen in der Ausgangspulslänge des Lasers begründet.

Es sind drei unterschiedliche Datensätze an unterschiedlichen Tagen aufgenommen worden. Es ist deutlich eine Diskrepanz in der Steigung der Datenpunkte zu erkennen. Zu erklären ist dieser Effekt durch eine driftende Eingangspulslänge des Ti:Sa-Lasers und somit eine Veränderung der Bandbreite. Aus diesem Grund sind drei Anpassungen an die Daten entsprechend

$$\tau = \sqrt{\tau_{\text{ges}}^2 + c(\tau)^2(x - x_0)^2} \quad (6.5)$$

vorgenommen worden.

Der Parameter τ_{ges} gibt die Auflösungsbegrenzung der Chopper-Schlitze-Methode von 7 ps an, so wie sie in Kapitel 5.2 bestimmt worden ist. Die Funktion $c(\tau)$ hängt von der Eingangspulslänge des Lasers ab. Die Anpassung ist so durchgeführt worden, dass das Minimum aller drei Messreihen am gleichen Ort $x_0 = (65,7 \pm 0,5)$ cm auftritt.

Mit Hilfe von Gleichung (4.11) kann mit dem gefundenen Abstand $x_0 = L_{\text{sep}}/2 = (65,7 \pm 0,5)$ cm die GDD der Glasfaser berechnet werden.

$$\text{GDD} = 7.71 \times 10^6 \text{ fs}^2 \quad (6.6)$$

Mit diesem Wert und der Gleichungen (6.5) und (4.4) können schließlich die in den Messungen genutzten Pulslängen verifiziert werden (untere rote Kurve = $(252 \pm 3,7)$ fs, mittlere grüne

Kurve = $(206 \pm 3,7)$ fs, obere blaue Kurve = $(154 \pm 4,9)$ fs). Alle drei Laserpulslängen liegen hierbei in einem recht engen Bereich, spiegeln aber deutlich den schon vorher gezeigten Pulslängendrift wieder.

6.3 Ultrakurzzeit-Polarisationsmessungen

Nicht nur der Verlauf des Elektronenbunches, sondern auch der zeitaufgelöste Polarisationsverlauf kann mit der Chopper-Schlitz-Methode vermessen werden. Dazu muss der Faraday Cup, welcher zur Strommessung nach dem Spalt dient, aus dem Strahlengang herausgefahren werden. Danach muss der durch den Spalt tretende SPE-Strahl in das Mott-Polarimeter geleitet werden.

Bei dieser Messung traten weitere Problemstellungen auf. Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, benötigt eine einzelne Messung des Mott-Polarimeters 20 s für eine Messung mit einem statistischen Fehler $< 1\%$. Dieser Wert gilt allerdings nur für den Fall, dass der Detektor mit seiner maximalen Frequenz von 1 kHz ausgelastet wird. Da eine phasenaufgelöste Messung allerdings Intensitätsunterschiede nach dem Spalt erzeugt, konnte die Messzeit von 20 s nur am Maximum des Pulses eingehalten werden. Um auch die Flanken des SPE-Strahls mit einer statistischen Genauigkeit von $< 1\%$ zu messen, sind Messzeitverlängerungen von bis zu einem Faktor 100 pro Punkt nötig. Für eine Gesamtanzahl von 100 Punkten ergibt dies eine Gesamtmesszeit von 2,3 Tagen. Unabhängig von der begrenzten Strahlzeit am S-DALINAC bietet das Lasersystem in einer so langen Zeit keinen stabilen Pulsverlauf. Des Weiteren ist anzunehmen, dass die langfristigen Drifts des HF-Kabels die definierte Phase des Elektronenstrahls am Ort des Spaltes verschiebt. Durch diese Faktoren bedingt sind keine verlässlichen Daten aufzunehmen.

Zur Reduzierung der Messzeit und einer gleichzeitig hohen statistischen Genauigkeit der Messdaten ist dazu im Rahmen dieser Arbeit eine spezielle Messaufnahme¹ programmiert worden. Mit dessen Hilfe ist es möglich, die Messzeit der phasenabhängigen Intensität anzupassen. Dazu ist vor Beginn der Messung eine Bunchlängenmessung durchgeführt worden. In Abhängigkeit des gefundenen Maximums, wird die Messzeit pro Datenpunkt

$$t_{\text{mess}} = \frac{I_{\phi}}{I_{\text{max}}} 120 \text{ s} \quad (6.7)$$

antiproportional zur Intensität verlängert. Darüber hinaus ist eine maximale Messzeit an einem Datenpunkt von 10 min festgelegt worden. Diese Zeit kann nur für sehr kleine Elektronenströme überschritten werden und sorgt somit an den Ausläufern des Elektronenbunches für größere statistische Fehler. Des Weiteren ist der interessante Bereich des Elektronenbunches für die Messung ausgewählt worden. Durch die hier durchgeführten Maßnahmen konnte die Messzeit, abhängig von der Pulsstruktur, auf unter 12 h reduziert werden.

In Abbildung 6.12 ist das Resultat dieser Messung für eine Bulk-GaAs-Kathode angegeben. Es ist ein starkes Wachstum der Asymmetrie und somit der Polarisation noch vor dem wirklichen Intensitätsmaximum zu verzeichnen. Nachdem das Maximum erreicht ist, fällt die Asymmetrie

¹ Das Programm ist in die Software zur Bedienung des Lasersystems integriert worden, welches in Anhang C zu finden ist.

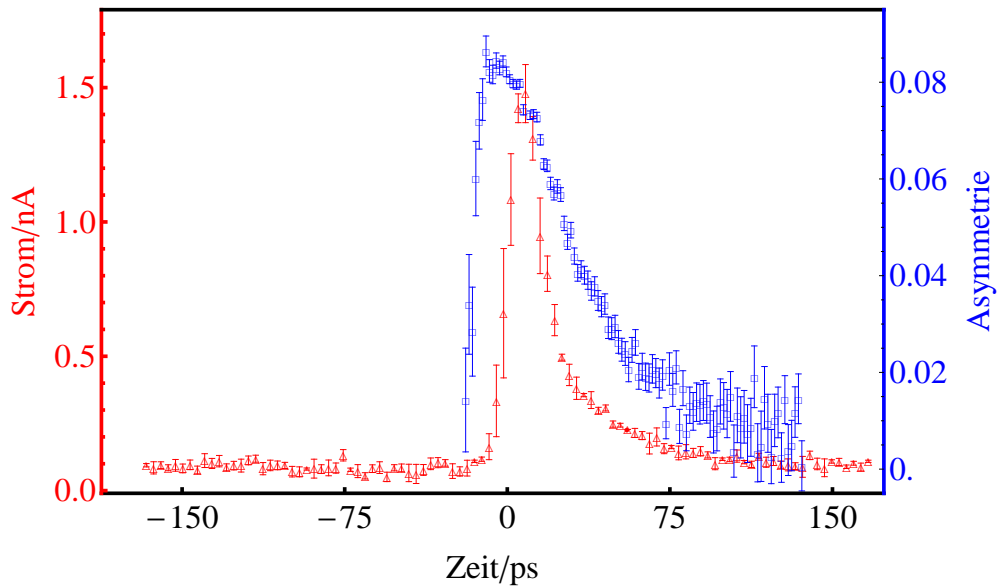


Abbildung 6.12.: Phasenaufgelöste Bunchlängenmessung (rote Dreiecke) und phasenaufgelöste Polarisationsmessung (blaue Quadrate) einer Bulk-GaAs-Kathode. Diese Messung ist bei einem mittleren Elektronenstrahlstrom von 25 nA aufgenommen worden.

in etwa exponentiell ab. Aufgrund der geschickten Messzeitvariation des Messprogramms sind die statistischen Fehler der Einzelmessungen sehr gering. Die großen Fehler der ansteigenden Flanke resultieren aus dem Phasenjitter der Frequenz- und Phasenregelung. Es konnte in dieser Messung eine maximale Asymmetrie von $(0,086 \pm 0,001)$ gemessen werden, welches bei einer Shermanfunktion von $0,175 \pm 0,02$ [14] einer maximalen Polarisation von $(49,1 \pm 5,6) \%$ entspricht. Die mittlere Polarisation beträgt in diesem Fall $(31,0 \pm 3,5) \%$.

Im weiteren Verlauf ist diese Messung für eine Superlattice-Kathode zweimal wiederholt worden. Abbildung 6.13 zeigt diese Messungen. Die Messung im linken Teilbild zeigt einen ähnlichen Verlauf wie der Verlauf der Bulk-GaAs-Messung. Allerdings fällt die Polarisation schlagartig mit dem Ende des Elektronenpulses ab. Es ist darüber hinaus ein Plateau der Polarisation im Maximum zu erkennen. Dies entspricht allerdings nicht der Wirklichkeit: Der Spitzenstrom in dieser Messung, welcher der Minimierung der Gesamtmesszeit dient, wurde nicht korrekt eingestellt. Dahingehend traten am Ort des Maximums starke Intensitätseffekte innerhalb der Detektoren auf, welche die Asymmetrie herabgesenkt haben. Aufgrund dieser Problematik ist erkenntlich, dass eine korrekte Einstellung der Spitzenintensität vor der Messung sehr wichtig ist.

Daher ist diese Messung noch einmal wiederholt worden. Diese ist im rechten Teilbild der Abbildung 6.13 dargestellt. Die Laserparameter sind bis auf eine Reduzierung der mittleren Laserintensität gleich gewählt worden. Hier trat allerdings ein großes Rauschen aufgrund von Masseproblemen auf. Dies ist auch sehr deutlich an der Elektronenbunchmessung zu erkennen.

Die maximale Asymmetrie von $(0,115 \pm 0,001)$, welche einer maximalen Polarisation von $(65,7 \pm 7,5) \%$ entspricht, ist allerdings für eine hochpolarisierte Kathode sehr klein. Die mittlere Polarisation beträgt hier nur $(38,4 \pm 4,4) \%$. Dieser Aspekt kann folgendermaßen erklärt werden:

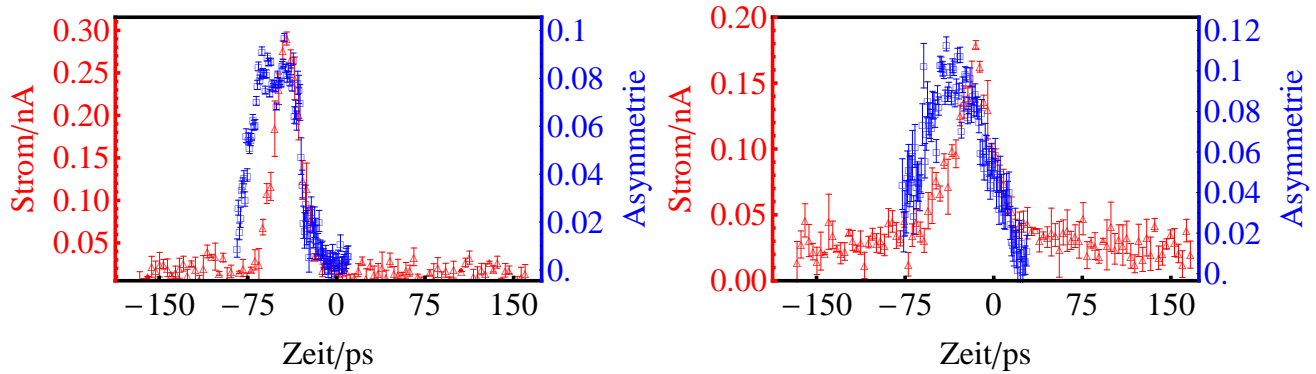


Abbildung 6.13.: Phasenaufgelöste Bunchlängenmessung (rote Dreiecke) und phasenaufgelöste Polarisationsmessung (blaue Quadrate) einer Superlattice-GaAs-Kathode. Im linken Teilbild ist ein Abflachen der Asymmetrie im Maximum zu erkennen. Dieses resultiert aus Sättigungseffekten innerhalb der Detektoren. Im rechten Teilbild ist die Wiederholung der Messung zu sehen. In dieser Messung ist das Abflachen nicht mehr vorhanden, allerdings dominiert hier ein Rauschen, welches aus einer schlechten Masse herrührt.

Das Präparationssystem von SPIN wurde vor dem Experiment mit einer zu großen Menge Sauerstoff geflutet. Dieser Umstand beeinträchtigte die nachfolgenden Präparationen deutlich, welches in einer geringeren Quanteneffizienz resultierte. Es ist durchaus denkbar, dass dieser Effekt auch die Polarisation der Superlattice-Kathode beeinflusst hat. Ein weiterer Aspekt ist das Alter und der Umgang mit dem Halbleiter in den vorherigen Experimenten. Dort sind teilweise sehr hohe Laserintensitäten eingestellt worden. Aufgrund dieser ist es möglich, dass das Übergitter der Superlattice-Kathode Beschädigungen durch lokale Temperaturgradienten erlitten hat. Trotz dieser Überlegungen ist der prinzipielle Polarisationsverlauf abgesehen von einem konstanten Faktor in den Abbildungen zu erkennen.

7 Modellierung ultrakurzer Elektronenbunche

Das erste physikalische Modell zu GaAs-Kathoden wurde von Spicer [22] entwickelt. Die durch den Photoeffekt erzeugten Elektronen müssen zunächst an die Oberfläche diffundieren, wobei während dieser Phase eine gewisse Wahrscheinlichkeit besteht, mit Löchern aus dem Valenzband zu rekombinieren. Die Ratengleichung gab Spicer folgendermaßen an:

$$\frac{\partial N(\vec{x}, t)}{\partial t} = g(\vec{x}, t) - \frac{N(\vec{x}, t)}{\tau} + D \nabla^2 N(\vec{x}, t) \quad (7.1)$$

Hierbei gibt

$$N(\vec{x}, t) = N_{\uparrow}(\vec{x}, t) + N_{\downarrow}(\vec{x}, t) \quad (7.2)$$

die Elektronendichte innerhalb des Halbleiters, $g(\vec{x}, t)$ den erzeugenden Laserpuls, τ die mittlere Aufenthaltsdauer im Leitungsband und D die Diffusionskonstante des GaAs-Kristalls an.

Dieses Modell ist benutzt worden, um die durch den Ti:Sa-Laser erzeugten Elektronenbunche aus einer Bulk-GaAs-Kathode zu beschreiben (Abbildung 7.1). Es hat sich allerdings herausgestellt, dass eine Modellierung nach der Ratengleichung (7.1) nicht ausreichend ist. Ein weiteres Modell von Hartmann [24] zeigt eine ähnliche Diskrepanz auf. Die abfallende Flanke ist entweder am Ort des Bunchmaximums oder weit davon entfernt mit den Daten in Einklang zu bringen.

Eine Erklärung dieser Diskrepanz besteht in dem Präparationsprozess der hier eingesetzten Kathoden. Wie schon im vorherigen Kapitel erwähnt, konnten hier nur sehr geringe Quantenausbeuten erzielt werden. Dies resultiert bei gleichem Ausgangsstrom aus der Kathode in einer sehr viel größeren Laserleistung und darüber hinaus in einer sehr viel höheren Elektronenkonzentration innerhalb des Halbleiters. Zur Lösung dieses Problem ist daher im Rahmen dieser Arbeit ein eigenes Modell basierend auf dem Modell von Spicer entwickelt worden.

7.1 Berechnung der Antwortfunktion der Gallium-Arsenid-Kathode

Die im Modell von Spicer angenommene Zerfallsrate von $N(\vec{x}, t)/\tau$ wird im Folgenden durch eine Funktion $R(P(\vec{x}, t), N(\vec{x}, t))$ erweitert. Hierbei bezeichnet $P(\vec{x}, t)$ die Anzahl der Löcher im Valenzband und $N(\vec{x}, t)$ die Anzahl der Elektronen im Leitungsband des Kristalls. Die gesamte Differentialgleichung teilt sich dann in zwei einzelne gekoppelte Differentialgleichungen auf:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(\vec{x}, t)}{\partial t} &= g(\vec{x}, t) - R(P(\vec{x}, t), N(\vec{x}, t)) + D_e \nabla^2 N(\vec{x}, t) \\ \frac{\partial P(\vec{x}, t)}{\partial t} &= g(\vec{x}, t) - R(P(\vec{x}, t), N(\vec{x}, t)) + D_p \nabla^2 P(\vec{x}, t) \end{aligned} \quad (7.3)$$

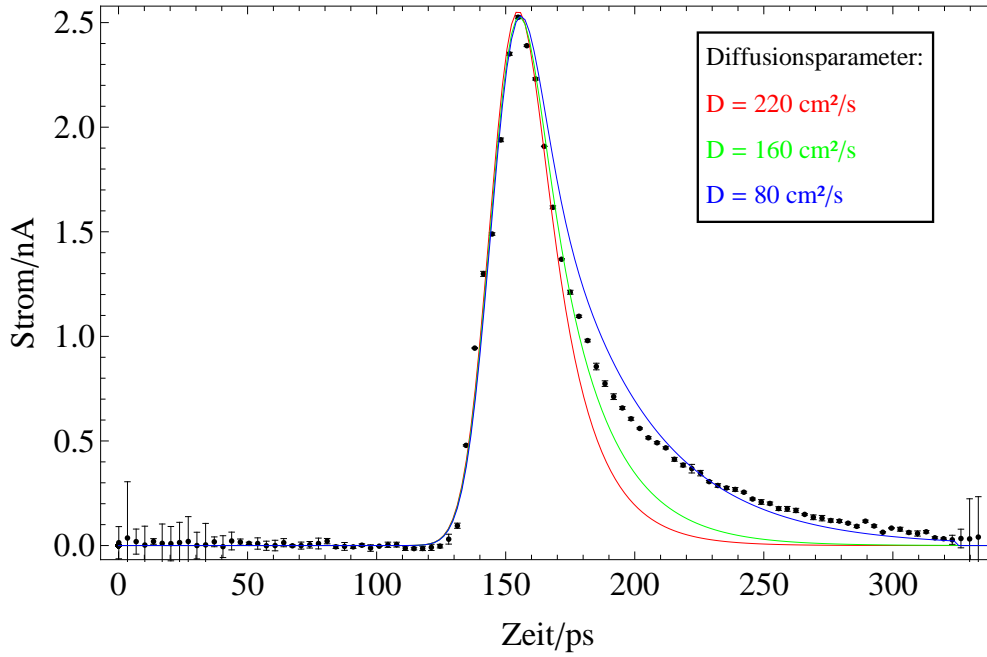


Abbildung 7.1.: Bunchverlauf für eine Bulk-GaAs-Kathode mit niedriger Quanteneffizienz. Das in der Literatur oft verwendete Spicer-Modell versagt für verschiedene Diffusionsparameter.

Hierbei bezeichnen $D_e = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$ [66] und $D_p = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ [66] die Diffusionskonstanten der Elektronen und der Löcher. Der Rekombinationsterm R wird wie in [67] in drei unterschiedliche physikalische Terme unterteilt:

- **optische Rekombination**

Die optische Rekombination ist das Verschmelzen eines Elektronen-Loch-Paares entweder in ein Photon oder ein Phonon. In beiden Fällen wird die Energie des entstehenden Teilchens mindestens die Energie der Bandlücke besitzen. Da sowohl ein Elektron als auch ein Loch benötigt wird, ist die Rekombinationsrate proportional zu beiden Teilchensorten.

$$R_{\text{Rekombination}} = B((N_0 + N)(P_0 + P) - N_0 P_0) \quad (7.4)$$

Hierbei sind N_0 und P_0 die Grundzustandsdichten der Elektronen und der Löcher ohne Laserbestrahlung. In [68] wird für die Konstante B ein Wert von $1,3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ bis $1,7 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ angegeben.

- **Auger-Prozesse**

Auger-Prozesse sind nicht strahlende Übergänge innerhalb eines Halbleiters. Rekombiniert ein Elektron mit einem Loch, kann die frei werdende Energie auf ein Elektron im Leitungsband oder auf ein Loch im Valenzband übertragen werden. Aufgrund des Impulsübertrages des Elektrons/Lochs kann es nicht mehr direkt rekombinieren. Der Rekombinationsterm kann nach [71] folgendermaßen angegeben werden:

$$R_{\text{Auger}} = C_n N((N_0 + N)(P_0 + P) - N_0 P_0) + C_p P((N_0 + N)(P_0 + P) - N_0 P_0) \quad (7.5)$$

Es finden sich in der Literatur [68] Werte für $C_n = 1.6 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ bis $C_n = 5 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$ und für $C_p = 4.6 \times 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ bis $C_p = 2 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$.

- **Shockley-Read-Hall**

Die Shockley-Read-Hall-Rekombination tritt in Systemen mit vielen Störstellen im Kristallgitter auf. Dort entstehen virtuelle Niveaus innerhalb der verbotenen Zone, worin Elektronen im Leitungsband durch Aussendung eines Phonons abgesenkt werden können. Danach kann das Elektron durch weiteres Aussenden eines Phonons mit dem Valenzband rekombinieren. Genauso kann dieser Vorgang durch Einfangen von mehreren Phononen ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband anheben. Diese Rekombination lässt sich durch

$$R_{\text{SRH}} = A \frac{(N_0 + N)(P_0 + P) - N_0 P_0}{\tau_n(N + N_0) + \tau_p(P + P_0)} \quad (7.6)$$

beschreiben. Die Ladungsträgerlebensdauern τ_n und τ_p hängen hierbei sehr stark von der Qualität des Materials und deren Dotierung ab. In der Literatur werden daher verschiedenste Werte angegeben, die von 100 ps bis zu mehreren Nanosekunden betragen können [72]. Da dieser Effekt auf Störstellen beruht, ist sein größter Beitrag nahe der Oberfläche des Kristalls zu vermuten, da gerade dort aufgrund der fehlenden Nachbaratome viele Störungen zu erwarten sind.

Aufgrund der Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren durch den Photoeffekt und durch die hohe Dotierung können die obigen Gleichungen vereinfacht werden. Folgende Näherungen sind daher durchgeführt worden:

$$P = N \quad (7.7)$$

$$P_0 \gg N_0 \quad (7.8)$$

$$\tau_n \approx \tau_p \quad (7.9)$$

$$C = C_n \gg C_p \quad (7.10)$$

Als Resultat kann die Rate zu

$$\begin{aligned} R(P(\vec{x}, t), N(\vec{x}, t)) &= R_{\text{SRH}} + R_{\text{Rekombination}} + R_{\text{Auger}} \\ &= (A + BP_0)N + (B + CP_0)N^2 + CN^3 \end{aligned} \quad (7.11)$$

angegeben werden und ist somit unabhängig von dem zeitlichen Verlauf der Löcherdichte $P(\vec{x}, t)$. Aus Gleichung (7.3) ergibt sich damit

$$\frac{\partial N}{\partial t} = g(\vec{x}, t) - (A + BP_0)N - (B + CP_0)N^2 - CN^3 + D_e \nabla^2 N. \quad (7.12)$$

Die erzeugende Funktion

$$g(\vec{x}, t) = N_0/\tau \exp\left(-\frac{(t - t_0)^2}{2\tau^2}\right) \exp(-\alpha z) \quad (7.13)$$

wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit als ein Gaußpuls angenommen, wobei

$$N_0 = \frac{QE_{\text{GaAs}}(1 - QE_{\text{CsO}})\lambda P_L \alpha}{f_{\text{rep}} hc F} \quad (7.14)$$

die maximale Elektronendichte innerhalb des Kristalls angibt. Weitere Parameter sind die Laserpulslänge mit $2\sqrt{2\log(2)}\tau$, der Absorptionskoeffizient von GaAs von $\alpha(780\text{ nm})=12000\text{ cm}^{-1}$, die innere Quanteneffizienz¹ $QE_{\text{GaAs}}=0,35$ bei einer Wellenlänge $\lambda=780\text{ nm}$ [70], die äußere Quanteneffizienz QE_{CsO} welche durch die CsO-Schicht bedingt ist, der beleuchteten Fläche F auf der Kathode, die Repetitionsrate f_{rep} , sowie die mittlere Leistung P_L des Lasers.

Die SRH-Konstante A wird in der Gleichung (7.12) noch ergänzt durch den Faktor BP_0 , der durch die optische Rekombination zustande kommt. Eine Abschätzung des Parameters

$$BP_0 = 10^{-10}\text{ cm}^3\text{ s}^{-1} \cdot 5 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3} = 5 \cdot 10^{-4}\text{ ps}^{-1}$$

kann genutzt werden, um die ungenauen Literaturwerte besser einzugrenzen. Mit Hilfe dieses Parameters ist zu erwarten, dass $1/A$ zwischen 100 ps und 2 ns liegt.

In der hier gezeigten Differentialgleichung existiert aufgrund der optischen Rekombination und der Auger-Prozesse ein intensitätsabhängiger Effekt, der sowohl den Pulsverlauf als auch den Polarisationsverlauf beeinflusst.

Die Differentialgleichung kann mit den Anfangsbedingungen

$$N(x, t = 0) = 0 \quad (7.15)$$

$$\frac{\partial N(x = 0, t)}{\partial x} = 0 \quad (7.16)$$

$$N(x = d, t) = 0 \quad (7.17)$$

gelöst werden. Die Dicke des Halbleiters ist mit d angegeben. Der zeitliche Stromverlauf stellt schließlich die Funktion $I(t) = N(x = 0, t)$ dar. Zur Lösung von Gleichung (7.12) wird abgesehen von den Koeffizienten A, B, C nur die Elektronendichte N_0 benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit sind Elektronendichten im Bereich von $N_0=5 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ bis $N_0=5 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ benutzt worden.

Im Falle von

$$N_0 \ll A/B = 3,3 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$$

und

$$N_0 \ll B/C = 9,4 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$$

sind keine Intensitätseffekte zu erwarten². In dieser Arbeit ist dies nicht der Fall gewesen, weshalb weder die Auger- noch die optische Rekombination vernachlässigt werden kann.

Abbildung 7.2 zeigt einen gemessenen Bunchverlauf, sowie eine Anpassung auf Basis des in dieser Arbeit entwickelten Modells. Zusätzlich zu der Lösung der Differentialgleichung ist eine Faltung mit der Messauflösung der Chopper-Schlitze-Methode durchgeführt worden. Zu erkennen ist eine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment.

Folgende Parameter wurden hierbei bestimmt:

¹ Die innere Quanteneffizienz ist die Wahrscheinlichkeit ein Elektron im GaAs-Halbleiter durch ein Photon anzuregen

² Die Parameter berechnen sich hierbei über die vorher angegebenen Literaturwerte

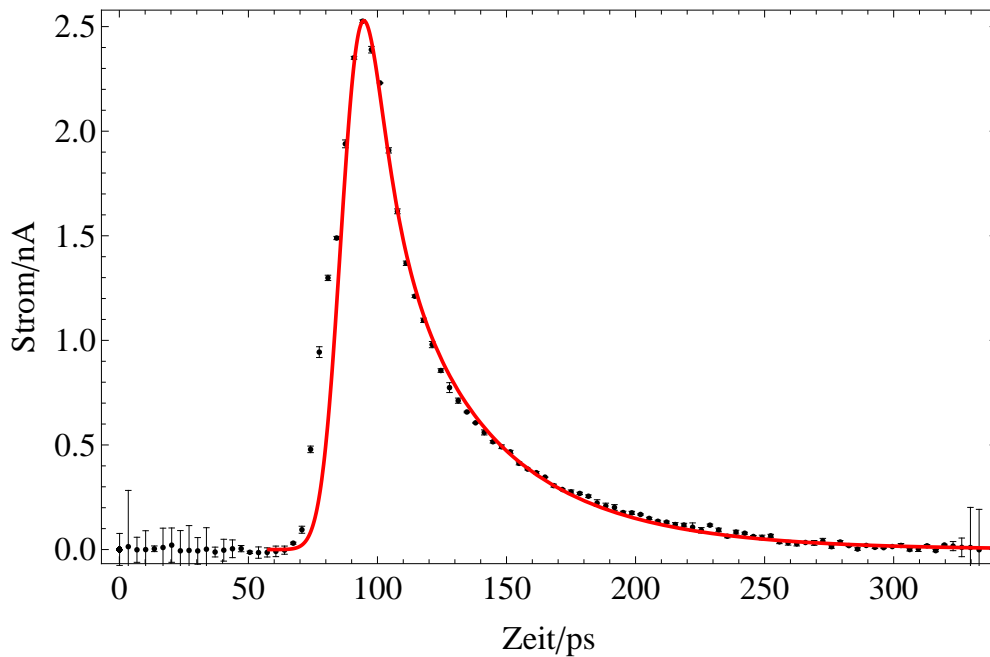


Abbildung 7.2.: Bunchprofil für eine Bulk-GaAs-Kathode mit niedriger QE. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung der Lösung von Gleichung 7.12 an die experimentellen Daten dar.

- $1/A = (40 \pm 10) \text{ ps}$

Die SRH-Konstante A ist im Vergleich zu den in der Literatur gefundenen Werten groß. In [69] ist dafür eine Erklärung zu finden. Dort wird gezeigt, dass, bedingt durch eine hohe Elektronenstromdichte, der Parameter A zeitabhängig wird und darüber hinaus zeitlich abfällt. Diese Tatsache ist in diesem Modell nicht mit enthalten und könnte für die Diskrepanz der Werte sorgen. Die Abweichungen könnten allerdings ebenso von einer unzureichenden Aktivierung der verwendeten Kathode nach vorausgegangener Schädigung durch zu intensiven Laserbeschuss hervorgerufen sein. Durch hohe Verunreinigung der Oberfläche erhöht sich weiterhin der Parameter.

- $B = (1 \pm 3) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$

Der Wert der Rekombinationsrate B stimmt sehr gut mit den in der Literatur [68] angegebenen Werten überein. Die hohe Messunsicherheit besteht in der Bestimmung der Teilchenzahldichte N_0 . Diese konnte in den bisher durchgeführten Messungen aufgrund der ungenauen Detektion der Laserleistung und der beleuchteten Fläche $F = (1,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$ auf der Kathode nur ungenau bestimmt werden.

- $C = (5 \pm 5) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$

Im Vergleich der Auger-Konstante C mit den Literaturwerten, ergibt sich eine Differenz um etwa den Faktor 5. Aufgrund der hohen Ungenauigkeit, die sich in diesem Fall wieder aus der ungenauen Bestimmung der Teilchenzahldichte N_0 ergibt, deckt sich dieser Wert in etwa mit den Literaturwerten.

Da eine automatische Anpassung nicht möglich war, konnten die Ungenauigkeiten nur durch eine Variation der einzelnen Parameter abgeschätzt werden, indem darauf geachtet wurde, dass der Funktionsverlauf sich nicht wesentlich änderte. Innerhalb dieser Variationsvariante sind Kor-

relationen ausdrücklich nicht mit inbegriffen, welches die Unsicherheiten weiter erhöhen sollte. Die ungenaue Bestimmung der Elektronendichte erhöht weiterhin die gesamte Messunsicherheit.

7.2 Berechnung des phasenaufgelösten Polarisationsverhalten von GaAs-Kathoden

Nicht nur der Verlauf des Elektronenbunches, sondern auch die dabei vorhandene Polarisation ist im Rahmen dieser Arbeit modelliert worden. Aufgrund verschiedener Depolarisationsmechanismen fällt die Polarisation mit der Zeit ab. Zum Verstehen dieses Effektes ist ein spinabhängiges Teilchenmodell konstruiert worden, welches nicht nur den Pulsverlauf simuliert, sondern auch die Polarisations Eigenschaften darstellt. Im Folgenden werden die Depolarisationseffekte motiviert und im weiteren Verlauf auf das Modell eingegangen.

7.2.1 Depolarisationseffekte

Innerhalb eines Halbleiters spielen viele Effekte bei der Depolarisation eine Rolle. Im Folgenden werden die wichtigsten Effekte kurz zusammengefasst:

- **Elliott-Yafet[73, 74]**

Nach Elliott-Yafet sind die Spineigenzustände der Elektronen mit dem Bahndrehimpuls derselben gekoppelt. Die Zustände sind keine reinen Zustände. Durch Stöße mit Störstellen im Kristall kann sich die Spinausrichtung ändern. Dieser Effekt ist in Metallen vor allem von Bedeutung.

- **D'yakonov-Perel[75]**

Weil ein Inversionszentrums aufgrund von Störstellen im Kristall fehlt, wird die Entartung der Spinzustände aufgehoben. Die Spinausrichtung dephasiert zwischen den Stößen und bleibt konstant während der Kollision, ganz im Gegensatz zum Elliot-Yafet-Depolarisationsfall. Dieser Effekt überwiegt bei hohen Temperaturen gegenüber dem Elliott-Yafet-Effekt.

- **Bir-Aronov-Pikus[76, 77]**

Der Bir-Aronov-Pikus-Depolarisationseffekt tritt besonders bei hochdotierten p-Halbleitern auf. Er beruht auf der Streuung und der Wechselwirkung mit den Löchern. Durch die schnelle Relaxation der Löcher entstehen magnetische Momente im Kristall, die für ein Umklappen des Elektronenspins sorgen.

- **Hyperfein-Wechselwirkung**

Durch Wechselwirkung mit dem Kernspin der Gitteratome kann ein weiterer Präzessions-effekt auftreten.

Da in dieser Arbeit nur hochdotierte p-GaAs-Halbleiter benutzt werden, ist im Wesentlichen der Bir-Aronov-Pikus-Effekt zu erwarten.

7.2.2 Polarisationsmodell

Wie schon erwähnt, berechnet sich die Polarisation eines SPE-Strahls durch

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

Aus diesem Grund ist es wichtig, die Ratengleichungen für die einzelnen Spinausrichtungen N_{\uparrow} und N_{\downarrow} zu jedem Zeitpunkt und Ort zu kennen. Die derzeitigen Modelle zur Beschreibung des Polarisationszustandes innerhalb eines Halbleiters sind recht komplex und benötigen viele einzelne Parameter [78]. Im Rahmen dieser Arbeit ist daher ein eigenes Modell entwickelt worden, welches das Polarisationsverhalten der GaAs-Kathoden beschreibt und gleichzeitig möglichst wenige Parameter zur Bestimmung ausweisen soll. Als Grundlage dafür ist die schon bekannte Ratengleichung aus Gleichung (7.12) modifiziert worden.

Das Aufstellen beider Differentialgleichungen ist nach folgendem Schema durchgeführt worden.

- **Ladungszahlerhaltung**

Aufgrund der Ladungszahlerhaltung muss eine Summation der verschiedenen Spin-Teilchenzahldichten

$$N = N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$$

wieder die Gesamtteilchenzahldichte ergeben.

- **Symmetrie**

Die Gleichungen müssen symmetrisch in Bezug auf die Vertauschung der Spinrichtungen sein, um keine Spinausrichtung zu bevorzugen.

Die Lösungsmenge der oben genannten Bedingungen ist recht groß. Die auftretenden Terme sind schließlich nach ihrer physikalischen Relevanz gefiltert worden und werden im Folgenden erläutert.

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\uparrow/\downarrow}}{\partial t} = & \overbrace{\gamma_{\uparrow/\downarrow} g(\vec{x}, t)}^{\text{Laserpuls}} - \overbrace{(A + BP_0) N_{\uparrow/\downarrow}}^{\text{SRH-Rekombination}} - \overbrace{K(N_{\uparrow/\downarrow} - N_{\downarrow/\uparrow})}^{\text{Spin-Flip}} - \\ & \overbrace{BN_{\uparrow/\downarrow}(N_{\uparrow/\downarrow} + N_{\downarrow/\uparrow})}^{\text{opt. Rekombination}} - \overbrace{CN_{\uparrow/\downarrow}(N_{\uparrow/\downarrow} + N_{\downarrow/\uparrow})^2}^{\text{Auger-Rekombination}} + \overbrace{D_e \nabla^2 N_{\uparrow/\downarrow}}^{\text{Diffusionsterm}} \end{aligned} \quad (7.18)$$

$\underbrace{N_{\uparrow/\downarrow} + N_{\downarrow/\uparrow}}_{=N} \quad \underbrace{(N_{\uparrow/\downarrow} + N_{\downarrow/\uparrow})^2}_{=N^2}$

- **Laserpuls**

Die Polarisation der in das Leitungsband angehobenen Elektronen ist durch die Laserpolarisation gegeben. Der Faktor $\gamma_{\uparrow/\downarrow}$ gibt hierbei die relative Anzahl erzeugter Elektronen der entsprechenden Polarisation an. Dabei ist $\gamma_{\uparrow} = 1 - \gamma_{\downarrow}$. Für eine Bulk-GaAs-Kathode ist der Faktor $\gamma_{\downarrow} = 0,75$, was zu einer maximalen Polarisation von 50 % der Elektronen führt. Für eine hochpolarisierte Kathode beträgt er dagegen bei geeigneter Wellenlänge des Lasers genau $\gamma_{\downarrow} = 1$. Abweichungen um diese Werte sind durch elliptische Polarisationszustände des Lasers gegeben.

- **SRH-Rekombination**

Die SRH-Rekombination ist bereits in Kapitel 7.1 beschrieben worden. Kurz zusammengefasst beschreibt sie die Rekombination der Elektronen durch Stöße am Gitter.

- **Spin-Flip**

Ein zusätzlicher Term in der Ratengleichung (7.12) ist ein Term, der die Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit beschreibt. Dieser sorgt für eine Durchmischung der Spinzustände über die Zeit durch den Bir-Aronov-Pikus-Effekt.

- **optische Rekombination**

Dieser Term wird als die optische Spin-Wechselwirkung durch optische Rekombination der Elektronen im Leitungsband mit den Löchern des Valenzbandes interpretiert. Er sorgt für eine Verkleinerung der Populationsdichte von N_{\uparrow} und N_{\downarrow} . Aufgrund der Proportionalität der Rekombinationswahrscheinlichkeit in Bezug auf die Gesamtteilchenzahl ist die relative Änderung der Populationsdichte von N_{\uparrow} und N_{\downarrow} zu jedem Zeitpunkt gleich groß. Da sich die Polarisation allerdings über die absoluten Werte von N_{\uparrow} und N_{\downarrow} berechnet, sorgt dieser Term für eine höhere Zerfallsrate der niedrigeren Spinpopulationsdichte, welches die Gesamtpolarisation des SPE-Strahls indirekt erhöht.

Berechnen lässt sich der Term direkt durch den Rekombinationsterm:

$$R_{\text{opt.}} = B((N_{\uparrow} + N_0)(P + P_0) - N_0 P_0) \quad (7.19)$$

$$= B(N_{\uparrow} P_0 + N_{\uparrow} P + P N_0) \quad (7.20)$$

$$\stackrel{N=P}{\underbrace{=}} B(N_{\uparrow} P_0 + N_{\uparrow} N + N N_0) \quad (7.21)$$

$$\stackrel{N_{\uparrow} \gg N_0}{\underbrace{=}} B(N_{\uparrow}(N + P_0)) \quad (7.22)$$

- **Auger-Terme**

Die Auger-Rekombination berechnet sich ähnlich der optischen Rekombination und hat auch ähnliche Auswirkungen auf den Pulsverlauf des Elektronenstrahls. Spezielle für Hochstromexperimente spielt dieser Term eine wichtige Rolle zur Polarisationserhöhung.

Es sei an dieser Stelle anzumerken, dass mittels dieses Modells der Polarisationsverlauf der Kathoden eindeutig durch den Intensitätsverlauf sowie die Spinflip-Konstante K festgelegt wird. Dazu werden genau sechs Konstanten benötigt (A : SRH-Rekombinationsrate, K : Spin-Flip-Rate, B : optische Rekombinationsrate, C : Auger-Rekombinationsrate, D_e : Diffusionskonstante der Elektronen und α : Eindringtiefe der Photonen in das Material). Da sowohl die Diffusionskonstante der Elektronen als auch die Eindringtiefe der Photonen in das Material recht gut bekannt sind, verkleinert sich der Parameterraum auf genau vier Konstanten.

Zum Testen dieses Modells ist an die Daten der Bunchlängen und der Polarisationsphasenmessung eine Anpassung durchgeführt worden und in Abbildung 7.3 dargestellt. Der Intensitätsverlauf der simulierten Daten ist mit der Auflösungsgrenze der Chopper-Schlitz-Methode gefaltet worden. Eine weitere Faltung ist innerhalb der Polarisationsmessung mit einer Rechteckfunktion wegen der Auflösungsgrenze der Chopper-Schlitz-Methode und dem Phasenjitter durchgeführt

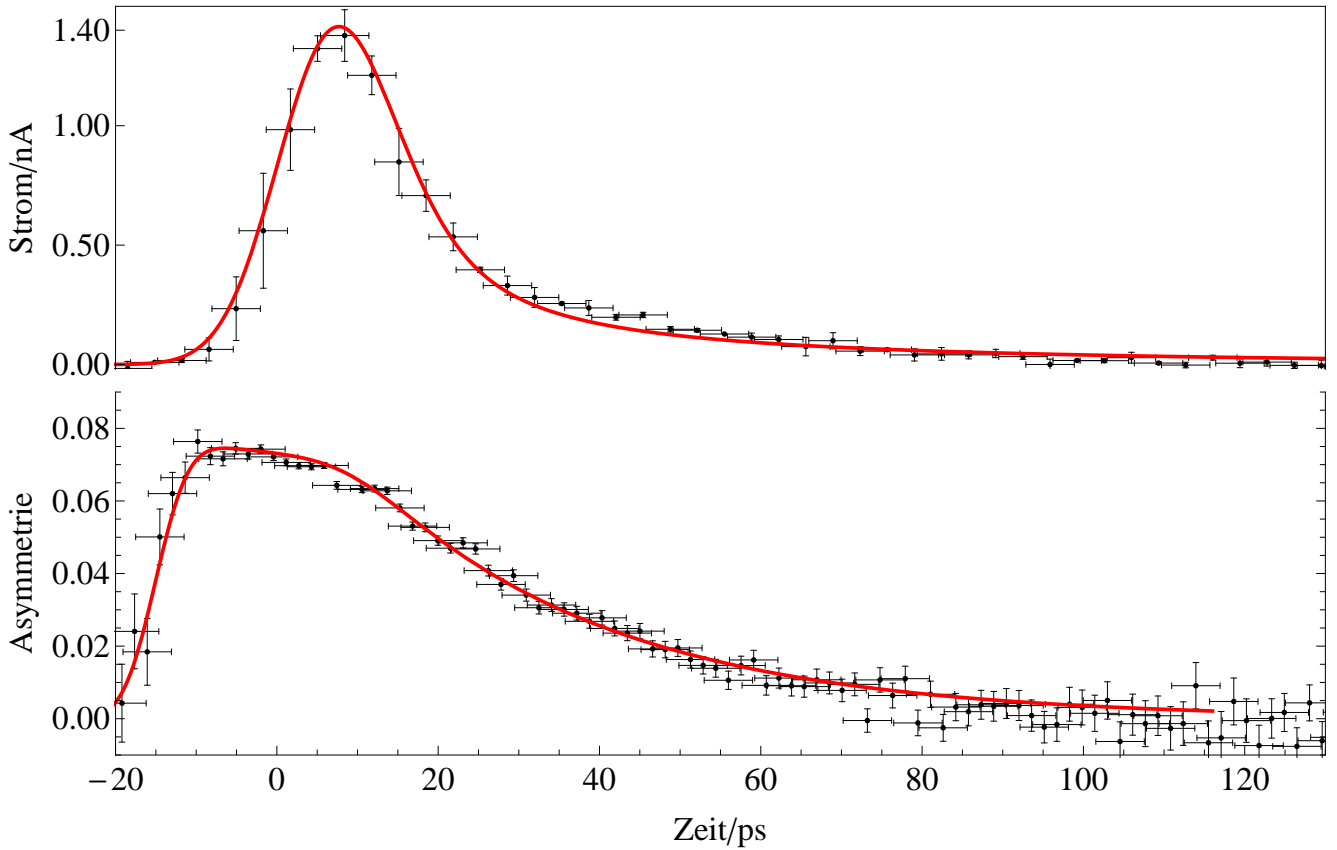


Abbildung 7.3.: Phasenaufgelöster Bunchverlauf sowie Polarisationsverlauf einer Bulk-GaAs-Kathode. Zusätzlich zu den Daten ist das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell eingezeichnet. Das Modell ist mit den Daten sehr gut vereinbar.

worden.

Bei der Anpassung konnte eine sehr gute Übereinstimmung des Modells mit den experimentellen Daten erreicht werden. Folgende Parameter wurden dazu bestimmt:

- $1/A = (30 \pm 10)$ ps
Der SRH-Parameter ist auch in dieser Messung im Vergleich zu den Literaturdaten sehr groß. Auch unterscheidet sich dieser Wert von der vorherigen Messung des Intensitätsverlaufs. Der Unterschied zwischen diesen beiden Messungen belief sich einzig in der Güte des Präparationsprozesses. In diesem Fall gilt die gleiche Erklärung wie in der Intensitätsmessung. In weiteren Messungen muss dieser Effekt noch genauer untersucht werden.
- $B = (1 \pm 2,7) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
Die Werte des Parameters B sind bis auf die Ungenauigkeit identisch zur vorherigen Bunchlängenmessung.
- $C = (5 \pm 4,7) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$
Auch die Auger-Terme sind ähnlich zu den Messungen aus dem vorherigen Abschnitt zu behandeln.
- $1/K = (61,6 \pm 2)$ ps
Der Parameter $\tau_s = 1/K$ welcher die Spinlebensdauer der Polarisation darstellt ist im Ver-

gleich zu dem von [79] gemessenen Wert von (75 ± 4) ps ein wenig klein, aber vergleichbar. Dieser Wert hatte innerhalb der Anpassung eine hohe Korrelation mit dem SRH-Parameter A. Aus diesem Grund sollte in weiterführenden Experimenten dieser Wert weiter überprüft werden.

7.3 Konsequenzen des Intensitäts-/Polarisationsmodells

In dieser Arbeit wurde durch die Anpassung des zuvor beschriebenen Modells an die experimentellen Daten erstmals Hinweise dafür gefunden, dass eventuell durch optische Rekombinations- oder Augereffekte die Polarisation intensitätsabhängig ist. Dieser Befund hat wichtige Konsequenzen, die in nachfolgenden Experimenten zu überprüfen sind. Dieser Abschnitt diskutiert daher Folgerungen aus dem entwickelten Modell für den Fall hoher Laserintensitäten am Ort der GaAs-Kathode.

Abbildung 7.4 zeigt einige für dieses Modell berechnete Elektronenbunche, d. h. die Intensität $I(t)$, die Polarisation $P(t)$ und den Qualitätsfaktor $P(t)^2 \times I(t)$ für unterschiedliche Laserpulslängen und mittleren Intensitäten. In der Abbildung ist leicht zu erkennen, dass unterschiedliche Laserleistungen gravierende Effekte auf die Elektronenbunchform aufweisen. Im Bezug zur SPIN ist dieser Effekt allerdings wünschenswert, da er für eine kürzere Bunchlänge, sowie höhere mittlere Polarisation auf Kosten der QE sorgt. Dieser Effekt ist rein von der Intensität im Halbleiterkristall abhängig und somit besonders für Hochstromexperimente interessant.

Im Folgenden wird ein quantitativer Überblick über eine Variation laserspezifischer Parameter und der daraus resultierenden Elektroneneigenschaften gegeben. Aufgrund der hohen Abhängigkeit der Güte der Präparation sowie der Messungenauigkeiten der gefundenen Parameter ist in diesem Abschnitt auf die Fehlerbetrachtung verzichtet worden. Es soll hier rein ein Überblick über den prinzipiellen Verlauf unterschiedlicher Messparameter gegeben werden.

7.3.1 Polarisationsverhalten bei hohen Intensitäten

Aufgrund der intensitätsabhängigen Parameter der optischen- und der Auger-Rekombination hängt die mittlere Polarisation einer GaAs-Kathode von der Elektronendichte innerhalb des Halbleiters ab. Die grüne durchgezogene Linie in Abbildung 7.5 wurde hierbei mit den in dieser Arbeit gefundenen Parametern berechnet. Es ist zu erkennen, dass ein Anstieg der Elektronendichte direkte Auswirkungen auf die Polarisation aufweist.

Der schattierte Bereich zeigt hierbei die in dieser Arbeit benutzte Elektronendichte. Es ist an diesem Punkt schon eine Erhöhung der mittleren Polarisation zu erkennen. Für sehr hohe Laserintensitäten am Ort des Halbleiters lässt sich ein theoretischer Polarisationsgrad von 50 % erreichen. Des Weiteren ist mit kleinen Laserintensitäten für die in dieser Arbeit bestimmten konstanten Parameter einer Bulk-GaAs-Kathode niedriger Quanteneffizienz eine mittlere Polarisation von 25 % zu erwarten. Im Hinblick auf die typisch gemessenen Polarisationsgrade von 35 % scheint dieser Wert recht klein. Darüber hinaus ist in Kapitel 6.3 eine mittlere Polarisation von $(31 \pm 3,5)$ % ermittelt worden. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen diese Werte mit der Simulation überein.

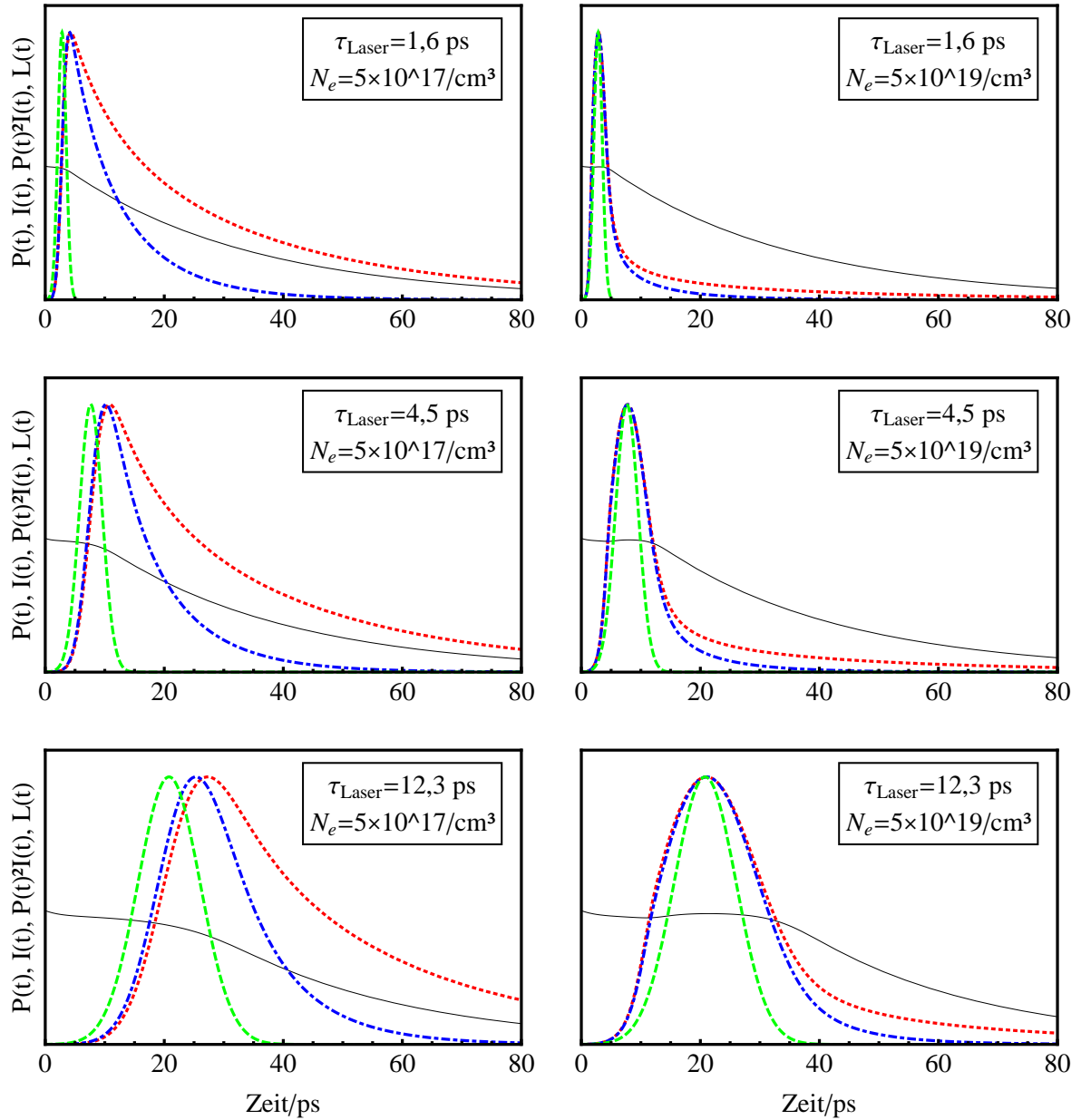


Abbildung 7.4.: Berechnung der Polarisation $P(t)$ (schwarze durchgezogene Linie) über die Zeit für einen optischen normierten Eingangspuls $L(t)$ (grüne gestrichelte Linie) mit den Pulslängen 1,66 ps, 4,51 ps und 12,24 ps und den Elektronendichten von $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei 75 MHz Wiederholfrequenz. Der daraus resultierende normierte Bunchverlauf $I(t)$ (rote gepunktete Linie) ist für kleine Elektronendichten deutlich breiter und darüber hinaus phasenverschoben. Beide Effekte sind bei hohen Elektronendichten nicht zu erkennen. Des Weiteren ist der normierte Qualitätsfaktor $P(t)^2 \times I(t)$ eingezeichnet (blaue strichpunktuelle Linie), der sich mit dem Bunchverlauf bei hohen Elektronendichten deckt.

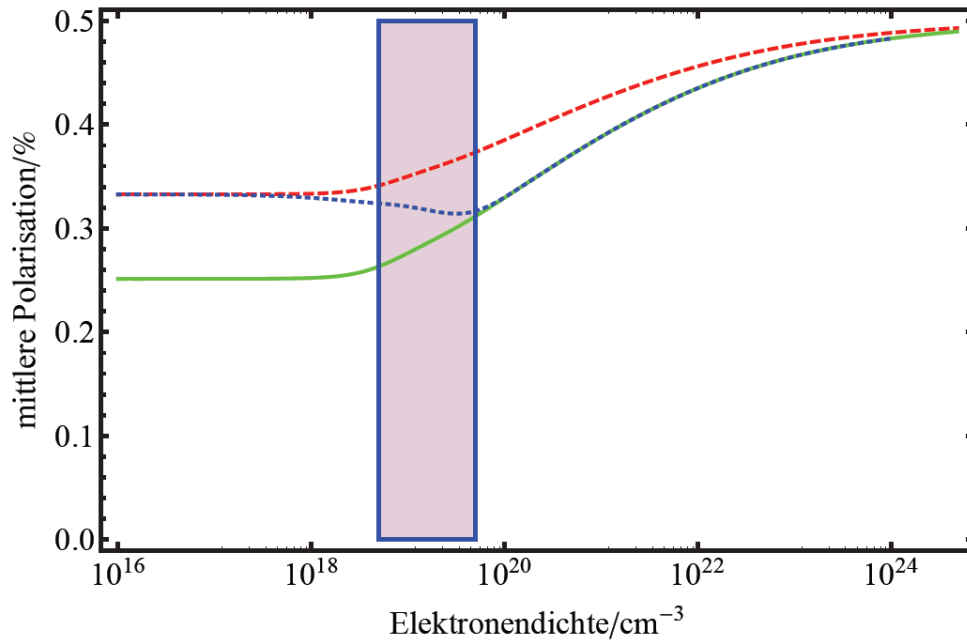


Abbildung 7.5.: Berechnete mittlere Polarisation einer Bulk-GaAs-Kathode in Abhängigkeit der Elektronendichte innerhalb des Halbleiters für eine Spinlebensdauer von $\tau_s=62$ ps (grün durchgezogen) und $\tau_s=124$ ps (rot gestrichelt). Die Laserpulslänge wurde hier zu 2,3 ps gewählt. Der schattierte Bereich zeigt die in dieser Arbeit benutzte Elektronendichte. Es ist des Weiteren ein deutlicher Anstieg der Polarisation mit der Intensität zu erwarten. Im Falle einer Intensitätsabhängigen Spinlebensdauer zeigt die gepunktete blaue Linie einen möglichen Übergang zwischen den beiden Kurven der unterschiedlichen Spinlebensdauern an, die dann sowohl mit der mittleren Polarisation bei kleinen Intensitäten, als auch mit der in dieser Arbeit gemessenen Polarisation übereinstimmt.

Die 25 % der Simulation sind durch eine Abhängigkeit der Spinlebensdauer $\tau_s(N) = 1/K(N)$ von der Elektronenstromdichte zu erklären. Im Falle einer Verdopplung der Spinlebensdauer ist für kleine Elektronenstromdichten eine Polarisation von 36 % zu erwarten, welches in der Abbildung in der roten gestrichelten Kurve dargestellt ist. Falls wirklich eine Variation der Spinlebensdauer mit der Intensität vorhanden ist, ist es für den Kurzpulsbetrieb wesentlich diesen Verlauf zu kennen. In der Abbildung ist daher ein möglicher Übergang der beiden Messkurven zusätzlich eingezeichnet worden. Dieser mögliche Verlauf muss allerdings noch in weiteren Arbeiten experimentell nachgewiesen werden.

Das bisher installierte Mottpolarimeter erlaubt leider keine großen Intensitätsänderungen, womit es in zukünftigen Experimenten schwer sein wird die gezeigten Verläufe zu bestätigen. Im Zuge der Inbetriebnahme des Compton-Transmissions-Polarimeters [20], welches eine relative Änderung der Polarisation auch bei hohen Elektronenströmen detektieren kann, kann dieser Effekt zumindest für hohe Ströme detektiert werden.

Des Weiteren kann es auch Effekte geben, welche die Polarisation bei hohen Leistungen her-

absetzen können. Für diesen Fall muss Gleichung (7.18) gegebenenfalls um weitere Terme erweitert werden:

$$\overbrace{K1(N_{\uparrow/\downarrow} - N_{\downarrow/\uparrow})(N_{\uparrow/\downarrow} + N_{\downarrow/\uparrow})}^{\text{Spin-Flip durch optische Rekombination}} + \overbrace{K2(N_{\uparrow/\downarrow} - N_{\downarrow/\uparrow})(N_{\uparrow/\downarrow} + N_{\downarrow/\uparrow})^2}^{\text{Spin-Flip durch Auger-Rekombination}} \quad (7.23)$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{=N} \qquad \qquad \qquad \underbrace{\hspace{10em}}_{=N^2}$

Beide Terme sorgen für eine Absenkung der Polarisation bei hohen Leistungen, konnten aber im Rahmen dieser Arbeit nicht experimentell bestätigt werden.

7.3.2 Sättigungseffekte der Bulk-Gallium-Arsenid-Kathode

Ein weiterer interessanter Aspekt ist die Frage, ab welcher Laserleistung die in dieser Arbeit gefundenen Sättigungseffekte auftreten und welche Auswirkungen diese auf das Verhalten der Kathode haben. In [13] wurde schon einmal eine intensitätsabhängige Quanteneffizienz gemessen. Eine spätere Wiederholung mit einem größeren Laserstrahldurchmesser [14] zeigte diesen Effekt allerdings nicht mehr. Dies resultiert in der Annahme, dass der gesättigte Bereich der Kathode nahe an den typischen Laserleistungen liegt oder der Strahldurchmesser am Ort der Kathode zu klein gewählt wurde.

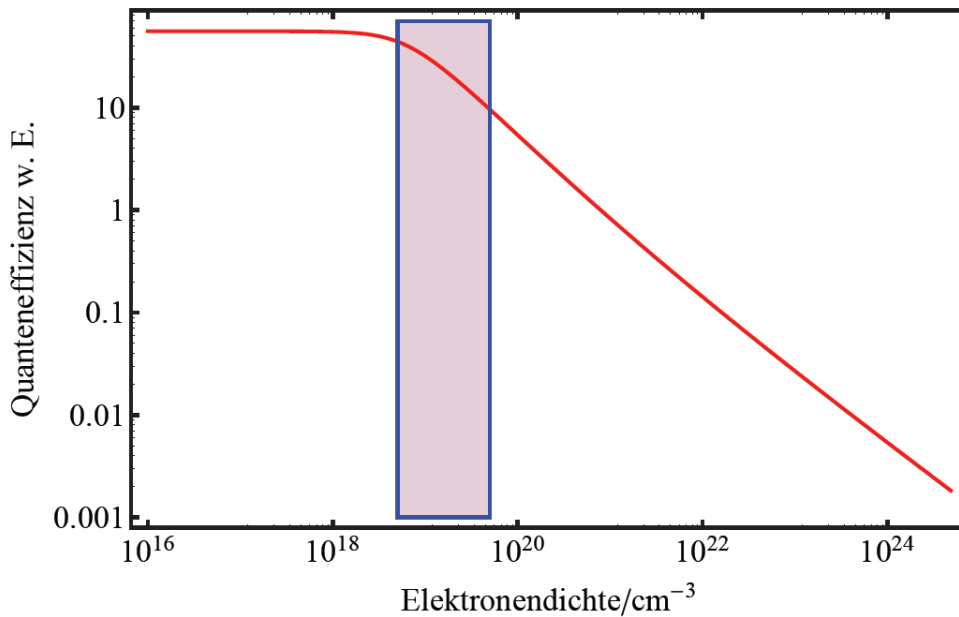


Abbildung 7.6.: Änderung der Quanteneffizienz über der Elektronenstromdichte innerhalb des Halbleiters. Es ist ein klarer Sättigungseffekt ab einer Elektronendichte von 10^{18} cm^{-3} zu verzeichnen. Der schattierte Bereich zeigt wieder die in dieser Arbeit benutzte Elektronendichte.

Zur Überprüfung dieses Effektes ist in Abbildung 7.6 die $QE = QE_{\text{GaAs}} \cdot QE_{\text{CsO}}$ über der Elektronenstromdichte aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die hier benutzte Kathode Sättigungseffekte ab einer Elektronenstromdichte von 10^{18} cm^{-3} aufweist. Ab diesem Punkt ist ein sehr starker Abfall der Quanteneffizienz zu verzeichnen.

7.3.3 Bunchverhalten der Bulk-Gallium-Arsenid-Kathode

Für den Fall, dass der hohe Verlust der Quanteneffizienz kompensiert werden kann, sind die Bunchigenschaften der Bulk-GaAs-Kathode sehr gut. Abbildung 7.7 zeigt den Verlauf der Elektronenbunchlänge über der Elektronenstromdichte, für eine Laserpulslänge von 2,3 ps aufgetragen. Es ist zu sehen, dass die Bunchlänge für Elektronenstromdichten $< 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf etwa 21 ps verlängert wird. Für Elektronenstromdichten $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ sinkt die Bunchlänge auf 4 ps herab.

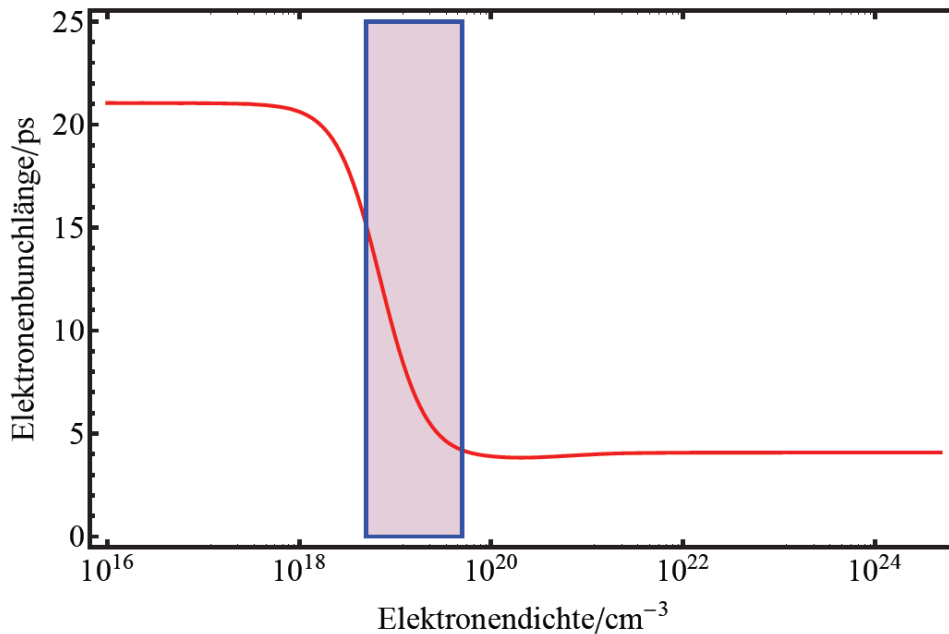


Abbildung 7.7.: Veränderung der Elektronenbunchlänge in Abhängigkeit der Elektronendichte für einen 2,3 ps langen optischen Eingangspuls. Der schattierte Bereich zeigt wieder die in dieser Arbeit benutzte Elektronendichte. Es ist ein Abfall der Elektronenbunchlänge innerhalb des gesättigten Bereiches des Halbleiters zu erkennen.

Es sei an dieser Stelle noch einmal ausdrücklich erwähnt, dass die hier gezeigten Ergebnisse nur die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten halbleiterinternen Effekte behandelt. Raumladungseffekte, welche in der ersten Beschleunigungsphase zusätzlich auftreten können, sind in diesem Modell somit nicht enthalten. Da die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Parameter allerdings von der gemessenen Bunchlänge, sowie der gemessenen Polarisation des Elektronenstrahls abhängen, können diese weitere Unsicherheiten enthalten, welche bisher nicht betrachtet wurden.

8 Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Lasersystem installiert, mit dessen Hilfe die zeitliche Struktur von GaAs-Kathoden, sowie das zeitliche Polarisationsverhalten studiert werden konnten. Die hier gezeigten Ergebnisse der Kurzpulsmessungen lassen viel Raum für weiterführende Forschungen zu. Dazu gehört z. B. die Untersuchung der benutzten Superlattice-GaAs-Kathode in Bezug auf das entwickelte Modell. Da die momentane zeitliche Auflösung noch zu gering ist, war eine Quantifizierung der Parameter der Superlattice-Kathode nicht möglich. An dieser Problemstellung sollten weitere zukünftige Experimente anknüpfen. Wichtig für eine genaue quantitative Untersuchung ist die Reduzierung des HF-Jitters. Hierbei gibt es zwei Optionen: Zum einen kann das 75 m lange HF-Kabel durch eine Glasfaser ausgetauscht werden. Diese besitzt einen sehr viel geringeren Phasendrift in Bezug zur Temperatur und erlaubt damit einen stabileren Betrieb. Zum anderen wird in [59] mit Hilfe von HF-Monitoren eine aktive Phasenstabilisierung aufgebaut, die zumindest langsame Driftbewegungen kompensieren kann. Da während der Bunchlängenmessung ein solcher Monitor aufgrund des Platzes im Injektorsystem des S-DALINAC, nicht genutzt werden kann, müssen in weiterführenden Experimenten beide Möglichkeiten umgesetzt werden.

Zur einfachen und korrekten Bunchlängenmessung ist auch das interne Feld des Choppers noch einmal zu überprüfen. Wie in Kapitel 5.2.4 gezeigt wurde, besitzt der Chopper zusätzlich zur TM_{110} -Mode eine zweite TM_{010} -Mode. Derzeit besteht die Vermutung, dass die Ursache dafür das zu weite Hineinragen des Abstimmkolben innerhalb des Resonators ist. Dafür ist die komplexe Konstruktionsweise verantwortlich. Als Folge werden die Felder des Resonators hierdurch beeinflusst [83].

In vielen Experimenten mit polarisierten Elektronenstrahlen wird es immer wichtiger, eine möglichst hohe, genaue und vor allem stabile Polarisation zu haben. Dazu hat Kapitel 4.2.4 weitere Erkenntnisse geliefert. Aufgrund des Transports des Laserpulses durch die dort benutzte Glasfaser, konnte eine Erhöhung der Bandbreite des Laserpulses beobachtet werden. Diese resultiert in einer intensitätsabhängigen Polarisation, welche in Abhängigkeit der eingestellten Mittenwellenlänge sich sehr unterschiedlich verhalten kann. Somit ist für den Fall des Lasertransportes über eine Glasfaser bei jeder Änderung der Laserintensität zunächst die Polarisation zu überprüfen und das über einen weiten dynamischen Bereich von einigen Nanoampere bis zu mehreren 10 Mikroampere. Hierfür ist vermutlich eine Kombination mehrerer Polarimetertypen erforderlich. Ebenfalls muss die eingestellte Wellenlänge des Lasers entweder konstant gehalten oder detektiert werden, da eine Änderung ebenfalls eine Polarisationsmessung voraussetzt.

Die detektierten Pulslängendriffs können ebenfalls in Zukunft noch verbessert werden. Da in dieser Dissertation eine hohe Korrelation zwischen den Pulslängendriffs und der Laserlaboratemperatur gefunden wurde, sind im Rahmen einer Laborrenovierung wassergekühlte Racks geplant, in die u. a. der Pumplaser des Ti:Sa-Lasersystems untergebracht werden soll. Die dadurch erhöhte Stabilität der integrierten Halbleiterlaserdioden kann damit gesteigert werden

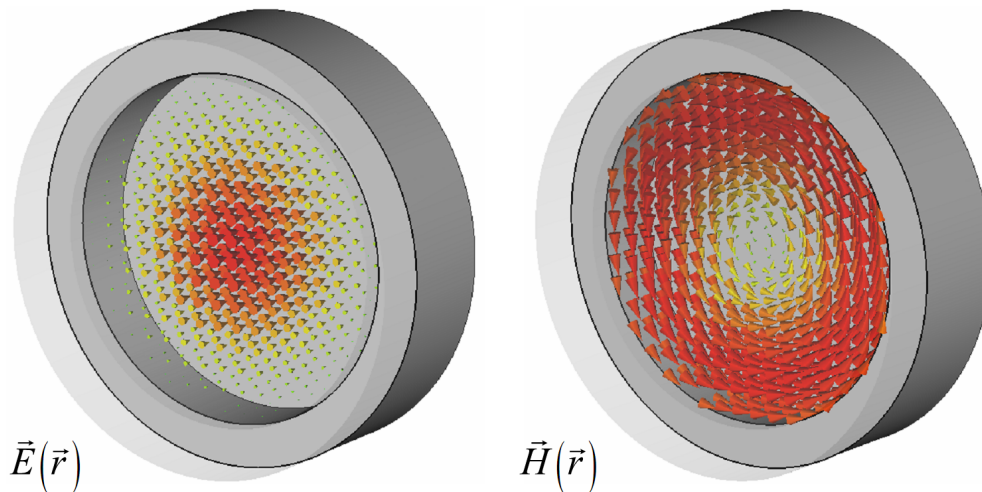
und dadurch auch das Verhalten des Ti:Sa-Lasers selbst.

Zur Überprüfung des in dieser Dissertation vorgestellten Modells sind viele weitere Experimente vonnöten. Die in Kapitel 7.3 dargestellten Ergebnisse fordern die intensitätsabhängige Messung der Quanteneffizienz, der Polarisierung sowie der Bunchlänge einer Bulk- und darüber hinaus auch einer Superlattice-Kathode. Dahingehend ist auch eine genaue Bestimmung der Laserparameter wie Laserleistung und Laserfleckgröße auf der GaAs-Kathode vonnöten. Zur Bestimmung der Laserfleckgröße besteht derzeit noch Bedarf an einer experimentellen Ergänzung am Ort von SPIN. Mit Hilfe einer automatisierten Auswertung, der in Zukunft gesammelten Ergebnisse über Bunchlänge und Polarisierung lässt sich eine Reduzierung der Ungenauigkeiten der Anpassungsparameter erreichen.

Da für die hier gezeigten Experimente sehr viel Zeit benötigt wird und diese aufgrund von weiteren Experimenten am S-DALINAC nicht zur Verfügung steht, wird im Rahmen von [84, 85] ein separater Teststand, der sogenannte photo-cathode activation test and cleaning using atomic hydrogen (Photo-CATCH), installiert. An diesem Teststand können die derzeitigen und künftige Kathodentypen, neben einer Optimierung ihrer Reinigung und Aktivierung für den Betrieb von SPIN, weiter vermessen werden, wobei hier wichtige Erkenntnisse gesammelt werden können, die nötig sind zur Erzeugung intensiver Teilchenstrahlen in der Grundlagenforschung, so wie diese z. B. im ILC (International Linear Collider) oder MESA (Mainz Energy-recovery Superconducting Accelerator) benötigt werden.

A Modenverteilung des Choppers

TM₀₁₀-Mode



TM₁₁₀-Mode

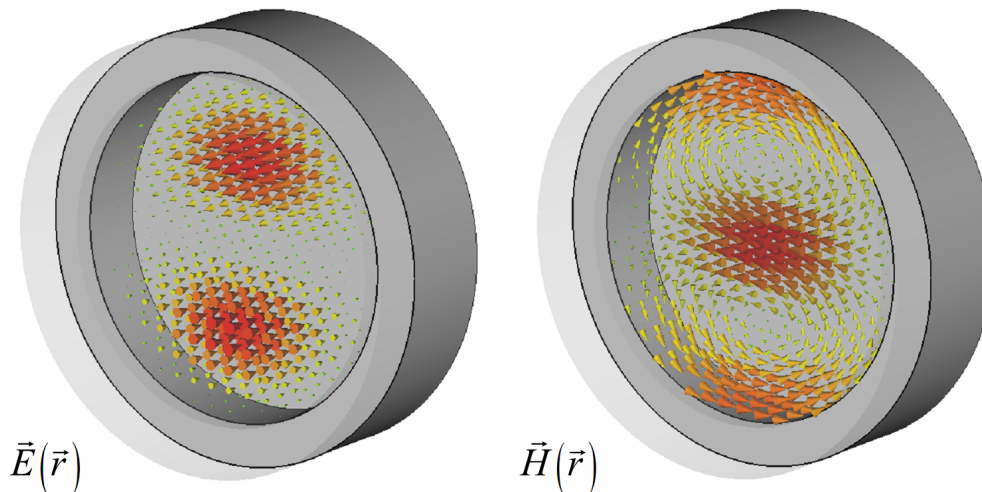


Abbildung A.1.: Modenverteilung des Choppers [80]. Die im eigentlichen genutzte TM₁₁₀-Mode des Choppers ist überlagert mit einer weiteren TM₀₁₀-Mode. In der Grafik sind die Momentaufnahmen der Feldverteilungen, der elektrischen und magnetischen Komponenten für beide Moden separat dargestellt.



B Frequenz- und Phasenstabilisierung (Synchrolock)

Ein wichtiger Stabilitätsfaktor der SPIN ist die kommerzielle Frequenz- und Phasenstabilisierung des Ti:Sa-Lasers. Die Fundamentale HF von 3 GHz des S-DALINAC Masteroszillators wird über ein spezielles 75 m langes HF-Kabel¹ in das Laserlabor geleitet. Die Regelung des Lasers benötigt als Eingangsfrequenz ein 75 MHz Signal. Dieses wird durch zwei hintereinander geschaltete Frequenzteiler von 1:(5×8) aus den 3 GHz bereitgestellt. Durch Mischen des Eingangssignals mit der Repetitionsrate kann das Fehlersignal ins Basisband transformiert werden. Dieses wird mittels eines Proportional-Integral-Differential (PID)-Regelalgorithmus auf ein oder mehrere Stellglieder gegeben. Von der Linde [81] konnte allerdings zeigen, dass es sinnvoll ist, Phasenrauschen und Amplitudenrauschen zu entkoppeln. Durch Nutzung einer höheren Harmonischen des Signals wächst die Amplitude des Phasenrauschen an, wohingegen die Amplitude des Amplitudenrauschens konstant bleibt. Dadurch wird es einfacher, das zu korrigierende Phasenrauschen zu detektieren. Das System benutzt in seiner Konfiguration die neunte Harmonische.

Das Fehlersignal wird schließlich auf die Stellglieder innerhalb des Resonators gegeben. Dazu werden drei verschiedene Systeme verwendet.

- **Schrittmotor**

Der Schrittmotor wird zur groben Einstellung der Resonatorlänge benutzt. Der Motor lässt sich ± 1 cm bewegen woraus eine Frequenzbandbreite von 0,4 MHz resultiert. Die Auflösung beträgt nur 10 Hz. Außerdem ist die Geschwindigkeit für eine Regelung viel zu langsam, erst recht, da der Motor keinen kontinuierlichen Verlauf aufweist. Im Frequenzlock-Betrieb ist der Motor daher nicht aktiviert.

- **Galvanometer**

Zur Verbesserung der Auflösung ist daher ein Galvanometer in dem Resonator integriert. Dieses besteht aus zwei Brewsterglasplättchen, welche auf einem magnetischen Motor rotationssymmetrisch angebracht sind. Sie sorgen aufgrund des Brechungsindex für eine parallele Verschiebung des Strahls innerhalb des Resonators. Dabei ändert sich die geometrischen Länge des Resonators. Die hier durchfahrbare Frequenz beträgt ± 6 kHz. Dieser Teil wird während der Regelung genutzt um größere Schwankungen wie Temperaturänderungen zu korrigieren und den Regelbereich des Piezos um seine Nullposition anzupassen.

- **Piezo**

Der Piezo hat den geringsten Hub innerhalb des Systems mit $8 \mu\text{m}$. Damit ist es möglich die Frequenz des Resonators um ± 250 Hz zu variieren. Durch die hohe Regelbandbreite von < 10 kHz lassen sich Vibrationen sehr gut kompensieren.

¹ Ecoflex 15



C Anbindung an das Kontrollsystem

Das kürzlich modernisierte Kontrollsystem des S-DALINAC [82] nutzt zur Ansteuerung verschiedenster Geräte das EPICS-Netzwerk-Protokoll [86]. Die Ansteuerung des Lasersystems basiert derzeit noch auf einem ähnlichen Übertragungsmedium, dem DataSocket Protokoll¹. Dieses lässt sich aber im Zuge der noch andauernden Modernisierung leicht auf das neue System portieren. Die derzeitige Server-Clients-Struktur ist in Abbildung C.1 dargestellt. Der Server im Laserlabor ist mit den einzelnen Hardwarekomponenten entweder über einen ADC² oder über weitere Peripherie-Anschlüsse verbunden. Auf dem Computer ist eine serverseitige Applikation³ erstellt worden, welche die einzelnen Daten dem Netzwerk zur Verfügung stellt. Jede spezifische Hardware hat dabei ihre eigene Aufnahmegeschwindigkeit wonach sich auch die Aktualisierungsrate der Messwerte richtet. Der ADC detektiert alle 100 ms 10000 Messwerte und mittelt über diese. Dadurch lässt sich schon ein Großteil des hochfrequenten Rauschens entfernen. Alle anderen Peripheriegeräte deren Daten ausgelesen werden, besitzen zur Zeit der Auslese keine Mittellung. Zur Detektion der Laserleistung stehen mehrere Tastköpfe zur Ver-

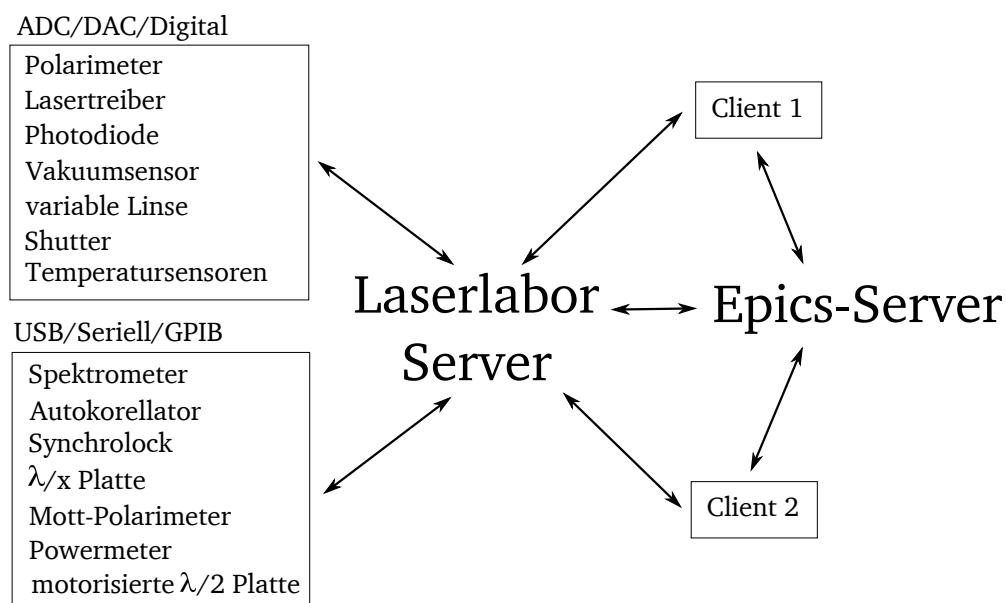


Abbildung C.1.: Überblick über die Server Client Struktur der Ansteuerungssoftware des Lasersystems. Es besteht die Möglichkeit Daten zwischen dem bisherigen Laserlaborserver und dem im Aufbau befindlichen Epics-Server System auszutauschen.

fügung⁴. Bis zu einer Leistung von 1 W kann die Laserleistung auf 0.1 mW genau vermessen werden. Werden höhere Leistungen benötigt, sinkt die Auflösung auf 1 mW.

¹ National Instruments Data Socket Protokoll

² National Instruments NI USB-6259

³ National Instruments Labview

⁴ Coherent Labmaster LM10, LM1

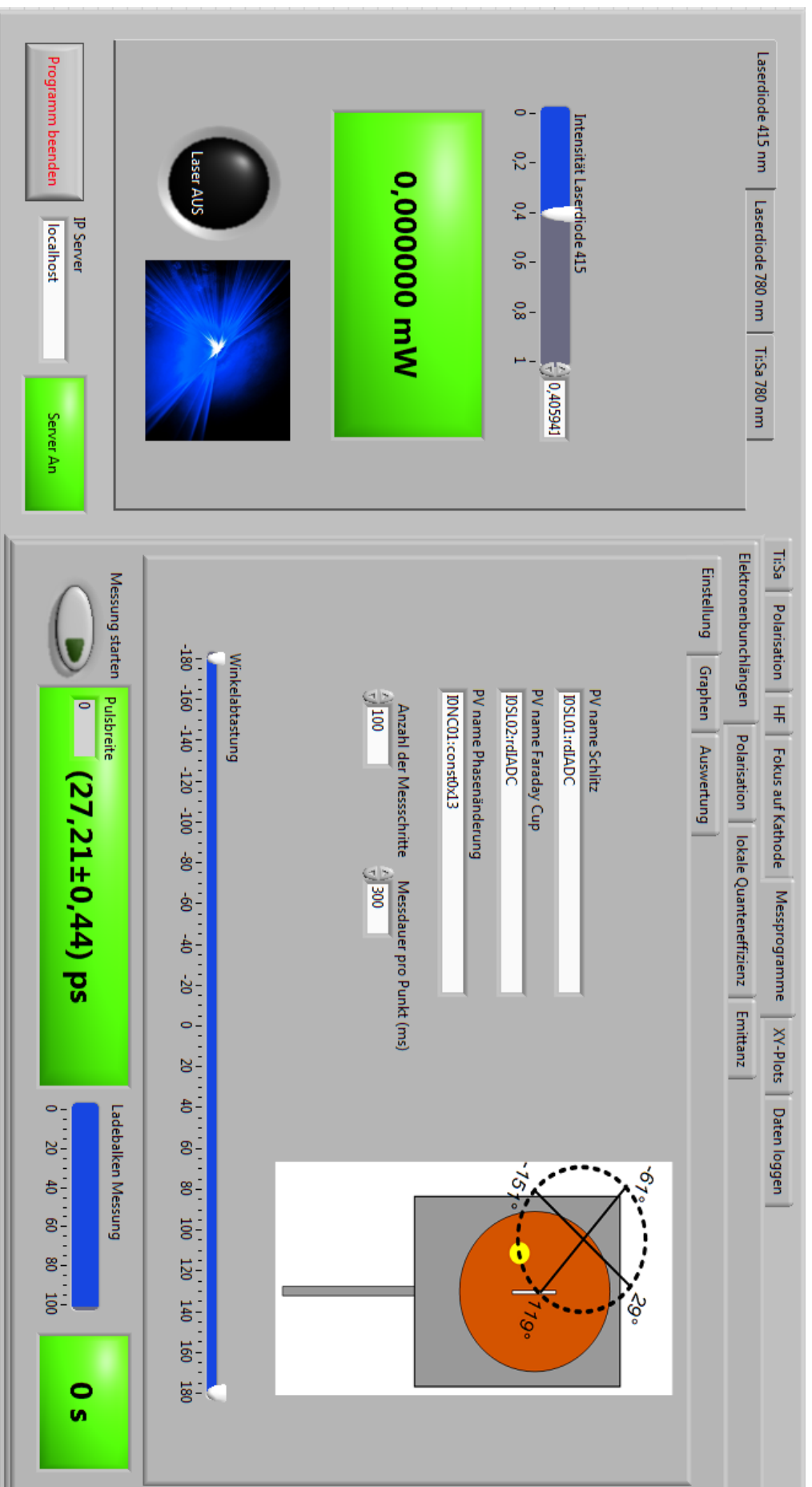


Abbildung C.2.: Ansteuerungssoftware für die Lasersysteme zur Steuerung der polarisierten Quelle. Links können über die Reiter die einzelnen Laser ausgewählt und dort ihre Eigenschaften verändert werden. Rechts sind Messprogramme/Einstellungstabs aufgelistet, mit denen wichtige Parameter des Elektronenstrahls gewonnen werden können.

In Abbildung C.2 ist die clientseitige Software dargestellt, wie sie im Kontrollraum für den Operateur sichtbar ist. Zur Auswahl des gewünschten Lasersystems kann im linken Teil der Anwendung sowohl zwischen der blauen 415 nm-Laserdiode, der roten 780 nm-Laserdiode oder dem Ti:Sa-Laser gewählt werden. Im Falle der Laserdiode oder des Ti:Sa-Lasers muss allerdings vorher im Laserlabor der Strahlengang des entsprechenden Gerätes festgelegt werden. Zur Steuerung besteht die Möglichkeit die Laserleistung festzulegen, welche darunter direkt gemessen werden kann. Durch Aktivieren des Schalter des Shutters wird der Elektronenstrahl in die Strahlführung injiziert.

Der rechte Teil dient für Messungen oder detaillierte Einstellungen der Quelle, welches für den täglichen Gebrauch eine untergeordnete Rolle spielt. Im Folgende soll eine Übersicht dieser Unterprogramme gegeben werden:

- **Ti:Sa**

- **Einstellung der Frequenzlockparameter**

In diesem Unterprogramm werden die wichtigsten Parameter des Synchrolock bereitgestellt. Dazu gehört die Verstärkung der Regelschleife und der Ausgangsstrom des Piezos. Die Einstellung sowie das Fehlersignal der fundamentalen und der harmonischen Phase. Auch kann hier der Frequenzlock gestartet werden, falls der Laser nicht mehr synchron arbeitet.

- **Temperatur und Wellenlänge**

Hier wird die Temperatur des Ti:Sa-Resonators und des abgetrennten Laborteils überwacht und die Wellenlänge des Systems dargestellt.

- **Polarisation**

An dieser Stelle kann die Polarisation des Elektronenstrahls eingestellt werden. Die möglichen Einstellungen sind links-, rechts-, und unpolarisiert. Darüber hinaus lässt sich ein zufälliger Polarisationsgrad einstellen der mit maximal 2 Hz die Polarisation automatisch umschaltet.

- **HF**

Einstellung der laserrelevanten HF-Parameter am S-DALINAC.

- **Messprogramme**

- **Pulsängenmessung**

Mit diesem Unterprogramm ist es möglich, mittels der Chopper-Schlit-Methode die Elektronenpulslänge zu messen. Die einstellbaren Parameter beinhalten die Messdauer für einen Phasenpunkt, sowie die Anzahl der Messpunkte für eine volle Phasendrehung von 2π . Die Stromwerte des Faraday Cups werden über das EPICS-Protokoll in das Programm eingelesen. Es wird über die Anzahl der empfangenen Werte ein Mittelwert und eine Standardabweichung bestimmt, die dann in der Auswertung graphisch dargestellt wird. Durch anpassen des Messbereichs lassen sich kürzere Messzeiten erreichen. An die Messdaten wird automatisch eine gauß'sche Anpassung durchgeführt und die gemessene Halbwertsbreite angezeigt. Durch eingeben der Strahlparameter am Ort des Schlitzes von Strahlbreite und Chopperradius wird die Halbwertsbreite um die geometrische Auflösung entfaltet. Der aufgenommene Puls kann anschließend gespeichert werden.

– Polarisationsmessung

* Justage des Elektronenstrahls

Die korrekten Strahljustage des Elektronenstrahls innerhalb des Mottpolarimeters wird mit diesem Programm durchgeführt. Die Polarisation des Elektronenstrahls muss in diesem Fall unpolariert sein. Alle zwei Sekunden wird über alle vier Detektoren ein Spektrum aufgenommen. Mittels der Gleichungen (C.1) und (C.2) lässt sich die relative Position des Elektronenstrahls bestimmen.

$$x = \frac{(N_1 + N_2) - (N_3 + N_4)}{(N_1 + N_2 + N_3 + N_4)} \quad (\text{C.1})$$

$$y = \frac{(N_1 + N_3) - (N_2 + N_4)}{(N_1 + N_2 + N_3 + N_4)} \quad (\text{C.2})$$

In einem X-Y Diagramm muss hier das Kreuz in den Ursprung justiert werden

* Messung der Polarisation am Mott-Polarimeter

In diesem Programmteil ist es möglich, die Asymmetrie des Elektronenstrahls am Ort des Mottpolarimeters zu bestimmen. Dazu wird über eine festgelegte Messzeit über die 4 Detektoren ein Spektrum aufgenommen. Die Berechnung der Asymmetrie folgt nach Gleichung (5.8). Die aufgenommenen Spektren lassen sich nach der Messung mit der Information zur Goldfoliendicke speichern.

* Polarisations-Phasen-Messung

Dieses Programm automatisiert eine abwechselnde Phasenänderung des Choppers mit folgender Polarisationsmessung. Die Messdauer wird in Abhängigkeit des durch den Spalt durchtretenden Stromes variiert, um über den Messverlauf eine näherungsweise gleichbleibende Statistik der Daten zu erhalten.

– lokale Quanteneffizienz

Zur Messung der lokalen Quanteneffizienz, wie sie in [87] durchgeführt wurde, soll der Aufbau unterhalb der Elektronenquelle durch einen Piezospiegel erweitert werden. Mit dessen Hilfe ist es möglich, die Oberfläche des GaAs-Halbleiters abzuscannen und den dabei generierten Strom zu messen.

– Emittanzmessung

In einer Arbeit von Kai Stein [88] wird derzeit eine automatisierte Emittanzmessung in das Kontrollsystem des S-DALINAC integriert. An diese Stelle soll die Auswertung der Daten angezeigt werden.

• XY-Plots

Dieses Unterprogramm dient lediglich zur Darstellung aller messbaren Parameter. Es ist hier möglich auftretende Korrelationen einfach zu erkennen.

• Daten loggen

Hier kann eine Datei angegeben werden in welcher alle Variablen des Messprogramms gespeichert werden. Somit lässt sich nach einem Experiment einfacher nach Fehlerquellen suchen.

Der Vorteil dieses Auswertungsprogrammes liegt darin, nur eine Software zu besitzen, um alle relevanten Daten des Lasersystems oder der Quelle spinpolarisierter Elektronen zu bestimmen.

Darüber hinaus ist das Programm auch für Hilfswissenschaftler gedacht, welche sich im Wesentlichen nur mit der Laserleistung und dem Shutter auseinandersetzen müssen. Das Programm ist darüber hinaus weiter ausbaufähig, da bei der Programmierung darauf geachtet worden ist, dass alle Messvariablen in eine Liste eingetragen werden können.



Literaturverzeichnis

- [1] G. E. UHLENBECK AND S. GOUDSMIT, *Naturwiss.*, **13**, 953 (1925).
- [2] S. A. WOLF et al., *Sci.*, **294** (5546), 1488 (2001).
- [3] P. GRÜNBERG, *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1531 (2008).
- [4] D. PIERCE et al., *Appl. Phys. Lett.* **26**, 670 (1975).
- [5] D. PIERCE et al., *Phys. Rev. B* **13**, 5484 (1976).
- [6] D. PIERCE et al., *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 478 (1980).
- [7] P. ANTHONY et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 181602 (2004).
- [8] P. ANTHONY et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 081601 (2005).
- [9] J. BECKER et al., *Eur. Phys. J. A* **6**, 329 (1999).
- [10] M. OSTRICK et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 276 (1999).
- [11] J. AHRENS et al. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 022003 (2001).
- [12] A. RICHTER, in: *Proc. of the 5th EPAC*, p. 110, IOP Publishing, Bristol, (1996).
- [13] C. HESSLER, *Dissertation D17*, Technische Universität Darmstadt, Verlag Dr. Hut, München, (2008).
- [14] Y. FRITZSCHE, *Dissertation D17*, Technische Universität Darmstadt, (2011).
- [15] J. MANDEVILLE et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3325 (1994).
- [16] S. M. DOLFINI et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 064622 (1999).
- [17] C. ECKARDT, *Dissertation D17*, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung.
- [18] S. TASHENOV et al., *Phys. Rev. A*, **86**, 32708 (2012).
- [19] R. MÄRTIN et al., *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 264801 (2012).
- [20] R. BARDAY et al. *J. Phys. Conf. Series* **298**, 012022 (2011).
- [21] R. BARDAY et al., *Proceedings of the Workshop on Polarized Sources, Targets and Polarimetry (PST 2009)* **105**, (2009).
- [22] W. E. SPICER, *Phys. Rev.* **112**, 114 (1958).
- [23] J. SCHULER, *Dissertation*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, (2004).
- [24] P. HARTMANN, *Dissertation*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, (1997).

-
- [25] S. ALTMAYER AND H. EICKENBUSCH, *Phys. J.* **56**, 59 (2000).
- [26] H. LOOS, Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt (2008).
- [27] BATOP, Energy band gap E_g of GaAs, http://www.batop.de/information/Eg_GaAs.html, (23.11.2011) .
- [28] I. C. ALEXANDER, Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, (2010) unveröffentlicht.
- [29] H. IBACH AND H. LÜTH, *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*, Springer Heidelberg, Berlin, 7. Auflage (2008).
- [30] E. J. RIEHN, [Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, \(2011\)](#).
- [31] R. PREPOST, Polarized Photocathode Research Collaboration PPRC, Technical report, University of Wisconsin, (2003).
- [32] E. F. SCHUBERT, *Light-Emitting Diodes*, Cambridge University Press, 2nd edition, (2006).
- [33] T. OMORI et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3294 (1991).
- [34] T. MARUYAMA et al., *SPIN 2004*, p. 917, (2005).
- [35] Technical Report SVT ASSOCIATES, INC. [DOE/FG/83332-3, \(2005\)](#).
- [36] R. A. MAIR et al., *Phys. Lett. A* **212**, 231 (1996).
- [37] T. KÜRZERDER, Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt, (2013).
- [38] M. ESPIG, Master-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2011), unveröffentlicht.
- [39] T. FÜHRER, [Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt \(2012\)](#).
- [40] UNIVERSITY OF CAMBRIDGE THE LASER ANALYTICS GROUP, <http://laser.cheng.cam.ac.uk/wiki/index.php/Image:ECDL3D.jpg> (28.02.2012).
- [41] D. MESCHÉDE, *Optik, Licht Und Laser*, Springer Heidelberg, Berlin, 3 Aufl. (2008).
- [42] F. SCHNEIDER, Bachelor-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2010), unveröffentlicht.
- [43] A. WEBER, Bachelor-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2010), unveröffentlicht.
- [44] A. WEBER, Master-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2011), unveröffentlicht.
- [45] J. LINDEMANN, Bachelor-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2012), unveröffentlicht.
- [46] M. WEIS, [Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, \(2004\)](#).
- [47] Y. W. LEE AND J. H. YI, *J. Korean Phys. Soci.* **46**, 1131 (2005).
- [48] R. ADAIR et al., *Phys. Rev. B* **39**, 3337 (1989).
- [49] NEWPORT, <http://www.newport.com/The-Effect-of-Dispersion-on-Ultrashort-Pulses/602091/1033/content.aspx> (12.09.2012).

-
- [50] X. LIU, Dissertation, Department of Photonics Engineering, Technical University of Denmark, (2011).
- [51] H. LIEBETRAU, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, (2009), unveröffentlicht.
- [52] V. CHAUHAN et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **27** (4), 619 (2010).
- [53] B. ZWICKER, Bachelor-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2010), unveröffentlicht.
- [54] B. ZWICKER, Master-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2011), unveröffentlicht.
- [55] S. FRANKE, et al., *Proc. XXIV Intern. Linear Accelerator Conference*, p. 254, Joint Accelerator Conferences Website, (2008).
- [56] G. B. STEINER, Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt, (2008).
- [57] T. BAHLO, Bachelor-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2010).
- [58] M. KONRAD, priv. Mitteilung
- [59] T. BAHLO, Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung.
- [60] T. J. GAY AND F. B. DUNNING, *Rev. Sci. Instr.* **63**, 114 (1992).
- [61] M. SALOMAA AND H. ENGE, *Nucl. Instrum. Methods* **145**, 279 (1977).
- [62] A. TAKADA, et al., *JLT* **5**, 1525 (1987).
- [63] B. SCHMAUSS et al., Photonik 1, Vorlesungsskript, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, Optische Hochfrequenztechnik und Photonik, Universität Erlangen (2010).
- [64] D. M. PATACA et al., *J. Microwaves and Optoelectronics* **1**, 46 (1997).
- [65] J. LINDEMANN, Master-Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2013), in Vorbereitung.
- [66] C. GUTSCHE, et al., *Nano Letters* **12**, 1453 (2012).
- [67] W. E. EIKENBERRY, Master-Thesis, Department of Engineering Physics Air Force, Air University Ohio, (2006).
- [68] Y. ARAFAT, et al., *Int. J. Optoelectron.* **2**, 5 (2012).
- [69] E. F. SCHUBERT, MSc Systems Engineering Optoelektronik II: Bauelemente (FernUniversität Hagen (2007)).
- [70] K. ARISAKA, *Nucl. Instr. Phys. Methodes A*, **442**, 80 (2000).
- [71] A. AHLAND, Der andere Verlag, Tönning (2001).
- [72] C. J. HWANG, *J. of Appl. Phys.* **42**, 4408 (1971).
- [73] R. J. ELLIOTT, *Phys. Rev.* **96**, 266 (1954).
- [74] Y. YAFET, *J. of Phys. and Chem. of Solids* **21**, 99 (1961).
- [75] M. D'YAKONOV and V. PEREL, *Sov. Phys. Solid State* **13**, 3023 (1972).

-
- [76] G. BIR AND A. ARONOV AND G. PIKUS, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* **42**, 705 (1975).
- [77] A. ARONOV AND G. PIKUS, *Sov. Phys. Semicond* **10**, 698 (1976).
- [78] I. ŽUTIĆ et al., *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [79] A. OERTEL et al., *Appl. Phys. Lett.* **93**, 132112 (2008).
- [80] W. HILLERT, <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/Lehrveranstaltungen/FP-E106/E106-Erlaeuterungen.pdf> (19.01.2013).
- [81] D. LINDE, *Appl. Phys. B* **39**, 201 (1986).
- [82] M. KONRAD, Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung.
- [83] T. BAHLO, private Mitteilung
- [84] N. KURICHIYANIL, Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung.
- [85] M. ESPIG, Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung.
- [86] ARGONNE NATIONAL LABORATORY, <http://www.aps.anl.gov/epics/> (21.01.2011)
- [87] J. GRAMES et al., Polarized Ion Sources, Targets and Polarimetry, AIP Conf. Series 980, 110, (2008).
- [88] K. STEIN, private Mitteilung

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Joachim Enders für die Gelegenheit meine Promotion innerhalb seiner Arbeitsgruppe durchführen zu können. Die vielen und hilfreichen Diskussionen haben diese Dissertation immer auf Kurs gehalten. Ich hoffe du wirst mit Helene jetzt mehr private Zeit haben, nachdem ich endlich abgegeben habe.

Des Weiteren danke ich Yuliya Fritzsche für die vielen hilfreichen Diskussionen über die technische Seite der Beschleunigerphysik, die indirekt Thema dieser Arbeit war. Die vielen Gesangsstunden in der leer geräumten Beschleunigerhalle werden wir demnächst mit Thore und der kleinen Merle fortführen können.

Martin Espig, Janina Lindemann, Fabian Schneider, Antje Weber und Benjamin Zwicker danke ich für die hilfreichen Arbeiten, die geholfen haben diese Dissertation voran zu bringen. Auch war das Arbeitsklima mit dieser FEL-Truppe das beste was ich jemals erlebt habe.

Einen weiteren Dank gilt der mechanischen und der elektrischen Werkstatt, im Besonderen Peter Häckl, der mich bei allen technisch-mechanischen Aufbauten bestens beraten konnte. Auch sind Teile seiner geschossenen Wildscheine immer ein willkommenes Mittagessen gewesen. Auch außerhalb des Instituts bist du ein guter Freund geworden!

Auch möchte ich meinen langjährigen Studiumskollegen Christian Eckardt (Nase) für viele hilfreiche Diskussionen danken. Auch konnten durch ihn immer wichtige verlorengelaubte Messapparaturen wieder aufgefunden werden. Ich wünsche auch dir viel Erfolg mit deinem kleinen Tristan. Martin Freudenberger (Bär) und Andreas Köhler (Ugdalfs Sohn) danke ich ebenfalls für viele Diskussionen und das weitläufige lesen meiner Arbeit. Ohne euch wäre der Teekonsum zum Erliegen gekommen.

Einen besonderen Dank gilt auch Dr. Marco Brunken für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Prof. Thomas Walther danke ich für die Unterstützung in optischen Fragen. Das durch seine Arbeitsgruppe gestellte Design des ECDL-Laseraufbaus hat die Arbeit zu Beginn maßgeblich beeinflusst.

Meinen Eltern Heidi und Wolfgang Wagner danke ich, dass sie mir das Studium ermöglichen konnten. Ohne euch wäre dieser Erfolg niemals möglich geworden!

Schließlich möchte ich noch meiner Ehefrau Milena Wagner für die Geduld danken, welche sie über die lange Zeit des Schreibens aufbringen musste. Ich werde mich bei dir revanchieren! Danke auch dir mein Sohn Thore für die fröhlich Ablenkung und das Vernichten falsch ausgewerteter Inhalte meiner Dissertation.



Lebenslauf

Markus Wagner

29.08.1981 Geburt in Limburg a. d. Lahn, Deutschland

1988 – 1992 Grund- und Hauptschule Eschhofen, Hessen

1992 – 1998 Gymnasium Tilemann Schule, Limburg a. d. Lahn, Hessen

1998 – 2001 Gymnasium Peter-Paul-Cahensly Schule, Limburg a. d. Lahn Hessen,
Abitur mit Schwerpunkt Datentechnik

2001 - 2002 Soldat der Bundeswehr, letzter Dienstgrad: Obergefreiter

2002 – 2008 Physikstudium an der TU-Darmstadt
Abschluss Diplom mit dem Arbeitstitel: „Vorexperimente zur Einzelatom-
detektion in Dipolfallenregistern“ am Institut für angewandte Optik

seit 2008 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik / TU-Darmstadt



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 23.04.2013

(Markus Wagner)